

## СПЕЦИАЛЬНЫЙ ВЫПУСК

### ЛАЗЕРНАЯ МОДИФИКАЦИЯ МАТЕРИАЛОВ

*Под редакцией доктора технических наук, профессора В. П. Вейко  
и доктора технических наук, профессора Е. Б. Яковлева*

## СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	5
<b>ЛАЗЕРНАЯ МОДИФИКАЦИЯ СТЕКЛООБРАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ</b>	
Вейко В. П., Агеев Э. И., Колобов А. В., Томинага Дж. Лазерно-индуцированная структурно-фазовая модификация стеклообразных материалов.....	7
Петров А. А., Варжель С. В., Куликов А. В., Паланджян Д. А., Грибаев А. И., Коннов К. А. Запись решеток Брэгга в анизотропном оптическом волокне излучением эксимерного ArF лазера .....	31
Петров А. А., Кочетова В. А., Кочетов А. Д., Синев Д. А., Якушева А. А. Лазерная вытяжка стеклянных волокон нано- и субмикронного размера .....	36
Заколдаев Р. А., Сергеев М. М., Костюк Г. К., Яковлев Е. Б. Лазерное формирование волноводных структур в объеме пластин пористого стекла, пропитанного водным раствором глицерина .....	41
Соколова Т. Н., Сурменко Е. Л., Попов И. А., Чеботаревский Ю. В. Численное моделирование напряжений, генерируемых при воздействии лазерных ультракоротких импульсов на стеклоуглеродные материалы .....	47
<b>МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ</b>	
Вейко В. П., Самохвалов А. А. Анализ механизма лазерной абляции под слоем жидкости на основе термофлуктуационной теории разрушения .....	54
Вейко В. П., Слободов А. А., Одинцова Г. В. Применение метода химической термодинамики при анализе лазерного термохимического воздействия на металлы.....	58
Струсевич А. В., Полтаев Ю. А., Синев Д. А. Лазерная очистка поверхности стекла от граффити.....	65
Волков М. В., Кишалов А. А., Храмов В. Ю. Применение волоконного лазера для закалки резьбовых соединений с целью повышения их износостойкости .....	68

## ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ АНАЛИЗА И ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ

<b>Азарова В. В., Макеев А. П., Симонов В. П.</b> Численная модель поляризационных и спектральных характеристик лазерных зеркал и оптических резонаторов.....	73
<b>Темников А. О., Гайосо де лос Сантос А. Р.</b> Методы коррекции формы импульса тока в источниках питания лазеров с диодной накачкой .....	79
<b>Азарова В. В., Цветкова Т. В.</b> Анализ шероховатости прецизионных оптических поверхностей с использованием метода интерференционной микроскопии .....	82
SUMMARY ( <i>перевод Ю. И. Копилевича</i> ).....	88

## SPECIAL ISSUE

# LASER-INDUCED MODIFICATION OF MATERIALS

*By Edition of V. P. Veiko, Doctor of Technical Science, Professor,  
E. B. Yakovlev, Doctor of Technical Science, Professor*

## CONTENTS

PREFACE.....	5
<b>LASER-INDUCED MODIFICATION OF GLASS-LIKE MATERIALS</b>	
<b>Veiko V. P., Ageev E. I., Kolobov A. V., Tominaga J.</b> Laser-Induced Phase-Structure Changes in Glass-Like Materials.....	7
<b>Petrov A. A., Varzhel S. V., Kulikov A. V., Palanjyan D. A., Gribaev A. I., Konnov K. A.</b> Record of Bragg Grating in an Anisotropic Optical Fiber Using ArF Excimer Laser .....	31
<b>Petrov A. A., Kochetova V. A., Kochetov A. D., Sinev D. A., Yakusheva A. A.</b> Laser Spinning of Submicro- and Nanosized Glass Fibers.....	36
<b>Zakoldaev R. A., Sergeev M. M., Kostyuk G. K., Yakovlev E. B.</b> Laser-Assisted Fabrication of Waveguide Structures in the Bulk of Porous Glass Plates Sodden with Glycerol Water Solution.....	41
<b>Sokolova T. N., Surmenko E. L., Popov I. A., Chebotarevsky Yu. V.</b> Mathematical Simulation of Stress-Strain in Glass-Carbon Materials under Ultrafast Laser Treatment	47
<b>MODIFICATION OF SURFACE</b>	
<b>Veiko V. P., Samokhvalov A. A.</b> Analysis of Mechanism of Laser Ablation under Layer of Liquid Based on Thermofluctuation Theory of Destruction .....	54
<b>Veiko V. P., Slobodov A. A., Odintsova G. V.</b> Application of Chemical Thermodynamics to Analysis of Laser Thermochemical Action on Metals .....	58
<b>Strusevich A. V., Poltaev Yu. A., Sinev D. A.</b> Laser Removal of Graffiti from Glass Surface.....	65
<b>Volkov M. V., Kishalov A. A., Khramov V. Yu.</b> Employment of Fiber Laser in Hardening of Threaded Coupling to Improve Its Wear Properties.....	68
<b>LASER SYSTEMS FOR ANALYSIS AND PROCESSING OF MATERIALS</b>	
<b>Azarova V. V., Makeev A. P., Simonov V. P.</b> Computational Model of Polarization and Spectral Characteristics of Laser Mirrors and Optical Cavities .....	73

<b>Temnikov A. O., Gayoso de los Santos A. R.</b> Methods of Current Pulse Correction in Power Supply Units for Diode-Pumped Lasers .....	79
<b>Azarova V. V., Tsvetkova T. V.</b> Roughness Measurement of Precision Optical Surfaces by the Interference Microscopy Method .....	82
<b>SUMMARY</b> .....	88

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Область применения лазерных микро- и нанотехнологий постоянно расширяется, включая в себя такие направления, как фотоника (см. Изв. вузов. Приборостроение, 2004, № 10), микроматериаловедение (Изв. вузов. Приборостроение, 2006, № 9; 2008, № 4) и приборостроение (Изв. вузов. Приборостроение, 2011 № 2).

24—28 июня 2013 г. в Санкт-Петербурге прошел традиционный международный симпозиум „Фундаментальные основы лазерных микро- и нанотехнологий“ (FLAMN-13), в рамках которого состоялись конференция молодых ученых, инженеров и студентов „Интенсивные лазерные воздействия и их применение“; конференции „Фотофизика наноматериалов и наносистем“ и „Фемтосекундные лазерные технологии“; школы „Лазерная очистка и реставрация“, „Процессы фазово-структурных изменений в оптических материалах и слоях“, „Интенсивные лазерные воздействия в биологии и медицине“, „Применение мощных волоконных лазеров“ и школа молодых ученых „Взаимодействие излучения терагерцового диапазона с веществом“.

На симпозиуме было представлено 225 докладов (110 устных и 115 стендовых) от ученых из 17 стран: Австралии, Австрии, Белоруссии, Великобритании, Венгрии, Германии, Испании, Италии, Китая, Кореи, Литвы, Мексики, Румынии, США, Швейцарии, Франции, Японии, России. Материалы симпозиума опубликованы в выпуске Proceedings of the SPIE (2013, Vol. 9065); часть докладов издана в Оптическом журнале (2014, № 5).

В 2014 г. по материалам прошедших симпозиумов в издательстве Springer под редакцией В. П. Вейко и В. И. Конова вышла коллективная монография „Фундаментальные основы лазерных микро- и нанотехнологий“ (Fundamentals of laser-assisted micro and nanotechnologies).

Для издания в настоящем выпуске были отобраны некоторые доклады, в которых затронуты основные рассмотренные на симпозиуме темы. Статьи разбиты по следующим разделам: „Лазерная модификация стеклообразных материалов“; „Модификация поверхности“; „Лазерные системы для анализа и обработки материалов“.

Надеемся, что представленные статьи отражают уровень развития лазерных микро- и нанотехнологий в России.

*Председатель FLAMN-13,  
доктор технических наук, профессор В. П. Вейко*

## PREFACE

The areas of application of laser micro- and nanotechnologies are expanding constantly to include such novel fields as photonics (Journal “Izvestiya vuzov. Priborostroenie”, 2004, № 10), material science (Ibid, 2006, № 9, and 2008, № 4), nanotechnologies (Ibid, 2011, № 2).

All above mentioned subjects were presented at annual International Symposium “Fundamentals of Laser-Assisted Micro- and Nanotechnologies” (FLAMN-13), which took place on July 23—28, 2013 in St. Petersburg. At that time, FLAMN-13 Program included a number of associated events such as: Conference for young scientists, engineers and students “Intensive Laser Actions and its Applications”, Conference “Photophysics of Nano-Scale Systems”, Conference “Femtosecond Laser-Matter Interaction & Technologies”, Workshop “Laser Cleaning and Artworks Conservation”, Workshop “Phase-Change Processes in Optical Materials & Memory Alloys”, Workshop “Intensive Laser Actions in Biology & Medicine”, Workshop “High-Power Fiber Lasers Applications”, Young Scientists Workshop “Terahertz Radiation Interaction with a Matter”.

The sessions of FLAMN-13 were attended by more than 350 participants including 200 speakers, approximately 80 of them from abroad (Australia, Austria, Belarus, China, France, Germany, Mexico, Hungary, Italy, Japan, Korea, Lithuania, Romania, Spain, Switzerland, United Kingdom, United States). About 225 papers were presented (110 orals, 115 posters).

A complete collection of presentations made at FLAMN-13 was published recently in the “Proceedings of the SPIE” (2013, Vol. 9065). Some of the papers were published in J. Opt. Technol. (2014, № 5). Materials of the FLAMN Symposiums of some precedent years were included in the collective monograph “Fundamentals of laser-assisted micro- and nano technologies” published by Springer (V. P. Veiko and V. I. Konov, editors).

Selected presentations delivered by Russian participants at FLAMN-13 are assembled in this special issue.

For convenience, all the papers are arranged into 3 sections: “Laser-induced modification of glass-like materials”; “Modification of surface”; “Laser systems for analysis and processing of materials”.

The editors hope the presented papers to give an impression on up-to-date progress of laser microtechnology in Russia.

*Chairman of FLAMN-13,  
Doctor of Technical Sciences,  
Professor V. P. VEIKO*

---

---

# ЛАЗЕРНАЯ МОДИФИКАЦИЯ СТЕКЛООБРАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ

---

---

УДК 536.42; 539.213.27

В. П. ВЕЙКО, Э. И. АГЕЕВ, А. В. КОЛОБОВ, ДЖ. ТОМИНАГА

## ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВАЯ МОДИФИКАЦИЯ СТЕКЛООБРАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Проанализированы экспериментальные и качественные теоретические результаты исследований фундаментальных фотохимических и фотофизических процессов, протекающих при лазерном воздействии на силикатные стекла и стеклокерамики, с одной стороны, и на халькогенидные стекла — сплавы для памяти на фазовых переходах — с другой. В рассматриваемых средах лазерное излучение может локально изменять свойства материала, в частности, пропускание в видимом и ИК спектральных диапазонах или химическую растворимость. В некоторых случаях эти процессы могут быть обратимы как за счет теплового воздействия, так и за счет выбора подходящих параметров повторного лазерного облучения.

*Ключевые слова:* силикатные стекла, халькогенидные стекла, структурно-фазовая модификация, лазерное воздействие.

**Введение.** В настоящее время материалы с фазовыми переходами представляются весьма привлекательным и перспективным объектом исследований. Этот интерес нашел свое отражение в работах различных научных групп: А. Колобова (А. Kolobov) [1], К. Суджиока (К. Sugioka) [2—7], Г. Хельваджан (Н. Helvajian) [7, 8] и В. Вейко (V. Veiko) [9—11]. Приведенные в этих пионерских работах результаты использования таких материалов в оптической памяти, при конструировании наноспутников, микрофлюидных устройств и элементов фотоники позволяют предсказать им хорошее будущее. Выявленные физические закономерности структурно-фазовых изменений (СФИ) принципиально могут быть использованы при создании локально измененных областей в большинстве известных стекол, что открывает, по существу, новую область „лазерного материаловедения“. Новый этап в фотонике можно сравнить с переходом, который произошел в 1950-х гг. в электронике, к одновременному созданию на одной полке новых материалов и элементов (микроэлектроника) вместо отдельных элементов и их соединению в модули (микромодули). В микрофотонике таким универсальным элементом может выступать обратимый аморфно-кристаллический переход (А—К, К—А, А—К—А или К—А—К), свойствами которого (размерами, глубиной залегания, временем переключения и т.п.) можно будет управлять с помощью света (лазерного пучка). Столь радикальных изменений благодаря этим новым материалам и методам можно ожидать в микрофлюидике, микросистемотехнике (MEMS, MOEMS) и других областях приборостроения. В ближайшее время можно ожидать взрывного развития знаний и приложений в этой области, поэтому авторы посчитали своевременным и целесообразным подготовить настоящий обзор, чтобы привлечь внимание специалистов к таким исследованиям.

Можно выделить две большие группы стеклообразных материалов с фазовыми переходами — халькогенидные стекла (полупроводники) и силикатные стекла и стеклокерамики (диэлектрики), тип матрицы которых определяет свойства материала, в том числе оптические, что особенно важно при использовании лазерно-индуцированных фазовых переходов в них в различных приложениях. К стеклообразным материалам с фазовыми переходами, рассмотренным в настоящем обзоре, относится группа материалов, структурно-фазовые изменения в которых происходят при воздействии лазерного излучения.

Нематические жидкие кристаллы, в которых под действием света происходят типичные СФИ, приводящие к изменению структуры и свойств вещества, не рассматриваются здесь, поскольку им уделено достаточно внимания не только в статьях, но и в монографиях [12—16]. Итак, рассматриваемым нами стеклообразным материалам свойственны два различных состояния — аморфное и (поли)кристаллическое, которые могут переходить друг в друга, приобретая новые физико-химические свойства: оптическую прозрачность, селективную растворимость и т.д.

Лазер используется для управления свойствами поверхности различных материалов, примером могут служить лазерная закалка железоуглеродистых сплавов (за исключением лазерного пиннинга, поскольку это операция квазиобъемная благодаря использованию проникающих ударных волн) [17]; лазерное окисление тонких пленок хрома, приводящее к селективной растворимости облученных и необлученных участков, широко используемое для изготовления дифракционных оптических элементов [18—20]; лазерный отжиг ионно-имплантированного кремния [21—23] и др.

Очевидно, что „включение третьего измерения“ может привести принципиально новые возможности в разработку технологий, в которых будут использоваться оптически прозрачные материалы, в первую очередь — стекла, благодаря хорошо изученным физико-химическим процессам, протекающим при обработке. Высокая прозрачность стекла препятствует внутриобъемной (трехмерной) модификации его свойств. Реализация этой идеи стала возможна с появлением фемто- и пикосекундных лазеров, для которых линейное поглощение излучения по-прежнему мало, однако стремительное возрастание плотности фотонов по мере фокусировки (приближения к фокусу) приводит к появлению нелинейностей высоких порядков (больше второго и третьего), что обеспечивает новые механизмы поглощения света (многофотонное поглощение, лавинная ионизация и др.) и управления свойствами стекла. В результате становится возможным переход от двумерной технологии обработки (создание поверхностных структур) к трехмерной (получение структур в объеме материала). Издано много работ, рассматривающих явления внутри различных стекол, фотополимеров и других перспективных материалов.

Получение трехмерных структур требует среды, прозрачной для используемой длины волны, а также того, чтобы взаимодействие между излучением и средой происходило только в области фокусировки. Существенным преимуществом такого рода обработки является высокая точность [24]. При облучении лазерными импульсами фемтосекундной длительности ( $\lambda = 800$  нм) фоточувствительных стекол могут быть получены различные устройства для использования в биотехнологии [25], микрооптике [7] и других областях. Также изучалось применение лазерных импульсов пикосекундной длительности [26, 27]. Исследования показали, что наносекундные УФ-лазеры могут применяться для модификации фоточувствительных стекол и создания различных „микроинструментов“, таких как газовые электронные умножители [28], зонды для атомно-силовой микроскопии [29, 30], мастер-шаблоны для полимерных поверхностей [31], чипы для разделения аминокислот капиллярным электрофорезом [32], химические микрореакторы [33, 34] и др.



Рассмотрим применение фотоиндуцированных эффектов в фоточувствительных силикатных стеклах и стеклокерамиках и в халькогенидных стеклах-сплавах с эффектом памяти на фазовых переходах.

### **Силикатные материалы с фазовым переходом**

*Фоточувствительные стеклокерамики и стекла.* Перспективность использования лазерного излучения для структурно-фазовой модификации материалов связана с тем, что данная технология позволяет локально изменять характеристики исходной среды, тем самым придавая ей необходимую функциональность. Лазерное излучение создает неравновесные, нестационарные и неоднородные физические поля в материале (электромагнитные, температурные, поля напряжений и т.д.), что может привести к локальному изменению изначально однородного материала (формированию новых фаз или изменению свойств существующих) [35].

Стеклокерамики (ситаллы) относятся к стеклокристаллическим (микро- или нанокристаллическим) материалам, получаемым путем направленной (катализируемой) кристаллизации стекол специальных составов. Ситаллы состоят из одной или нескольких кристаллических фаз, равномерно распределенных в стекловидной фазе.

Главная особенность ситаллов — тонкозернистая равномерная стеклокристаллическая структура, обеспечивающая сочетание высокой твердости и механической прочности с хорошими электроизоляционными свойствами, высокой температурой размягчения, термической и химической стойкостью.

Существует подкласс традиционных стеклокерамических материалов: фотоструктурируемые или фоточувствительные стекла (ФС). Первые ФС появились в конце 1940-х гг. [36]. В состав ФС входит фотосенсибилизатор — вещество, способствующее более полному протеканию фотохимических процессов, т.е. повышению фоточувствительности с образованием скрытого поверхностного изображения. В качестве фотосенсибилизаторов могут использоваться оксид цезия, одновалентное золото, сернистые соединения щелочных металлов и др., которые, поглощая УФ-излучение, осуществляют генерацию фотоэлектронов. В процессе термической обработки фотоэлектроны восстанавливают ионы металлов до атомов. Коэффициент диффузии атомов в решетке гораздо выше коэффициента для их ионов, что приводит к быстрому образованию кластеров металлических наночастиц, на которых затем происходит рост кристаллической фазы [8]. Несмотря на применение термической обработки, преобразование материала происходит строго на участках, подвергшихся предварительному облучению.

В фотоситаллах, изготовленных из ФС, получают непрозрачные белые или цветные трехмерные изображения. Различная растворимость кристаллической и прозрачной стекловидной фаз открывает возможности получения выпуклого изображения и производства из фотоситаллов технических изделий с сеткой прецизионно выполненных отверстий и полостей сложной формы. Посредством фотовозбуждения можно управлять физическими и химическими свойствами: оптическим пропусканием, микротвердостью материала и устойчивостью к химическому травлению.

Использование лазерных технологий обеспечивает гибкость и скорость производства, а также высокое пространственное разрешение элементов — их малых размеров наряду с возможностью интеграции [37—39]. Фоточувствительные стекла, такие как Фотуран (Schott Corporation of Mainz), представляют интерес для изготовления  $\mu$ TAS-систем, поскольку не требуют использования слоя фоторезиста для структурирования [40, 41].

Благодаря вышеперечисленным достоинствам стекла и стеклокерамики находят применение во многих областях, таких как аэрокосмическое приборостроение [42], оптика и фотоника [43], биология и биохимия [32], компьютерные технологии [44] и др.

Другим материалом, используемым для изготовления микрожидкостных каналов при лазерном воздействии, является кварцевое стекло [45—47]. Преимущество ФС по сравнению с кварцевым стеклом — возможность дополнительной термообработки для снижения

шероховатости поверхности создаваемых микроструктур [2]. Возможность прямого создания микроструктур в объеме материала при лазерном облучении, устойчивость к высоким температурам и коррозии, а также высокая оптическая прозрачность сделали Фотуран основным материалом для создания биоаналитических микросистем [6, 48].

*Физические основы лазерной обработки стеклокерамических материалов.* Оптические и другие свойства материала зависят от плотности мощности (максимальной температуры) в фокальной области. Изменение оптических свойств диэлектрика может происходить без механических повреждений за счет роста температуры, а также в результате фазового перехода. Например, переход кремния из кристаллического состояния в аморфное приводит к изменению показателя преломления. Не так давно внимание исследователей было сосредоточено на рассмотрении фотоиницируемых эффектов в халькогенидных материалах [1, 49—52]. К примеру, в халькогенидных стеклах протекают фотохимические процессы, приводящие к изменению структуры исходного материала. В результате изменяются ширина запрещенной зоны и показатель преломления. Поскольку этот фотоиницируемый процесс обратим, его можно использовать для чтения/записи в оптической памяти, а также для хранения данных.

Прозрачные диэлектрики обладают рядом характерных особенностей. Во-первых, они имеют большую ширину запрещенной зоны от 3 до 8,8 эВ (для сапфира, например), что и обеспечивает их прозрачность в видимой и ближней ИК-области спектра при низкой интенсивности лазерного воздействия. Поэтому чтобы вызвать изменения в материале под воздействием импульсов умеренной энергии в этой спектральной области, необходимо использовать лазерные источники, длина волны излучения которых лежит в области поглощения материала, либо с ультракороткими импульсами, чтобы получить сильный нелинейный отклик. В случае материалов с большой шириной запрещенной зоны излучение фемтосекундных лазеров может быть использовано для обеспечения локального поглощения фотонов внутри прозрачной среды, что позволяет проводить 3D-микрообработку. Размер областей, в которых происходят структурные изменения, может быть порядка фокального объема или даже меньше [53].

Второй особенностью диэлектриков является их относительно низкая теплопроводность, характеризуемая коэффициентом температуропроводности  $D \sim 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$  (для сравнения: значение данного коэффициента для металлов составляет единицы сантиметров квадратных в секунду). Поэтому области микронных размеров будут остывать за время  $\sim 10 \text{ мкс}$  ( $t \sim l^2/D \sim 10^{-5} \text{ с}$ , где  $l$  — размер области). Следовательно, эффект от воздействия нескольких последовательных лазерных импульсов, сфокусированных в одну точку диэлектрика, будет накапливаться, если время между импульсами меньше времени остывания. Таким образом, если энергии одиночного импульса недостаточно для возникновения каких-либо изменений в материале, модификация может быть получена при высокой частоте следования импульсов вследствие эффекта накопления энергии. Локальная температура за счет накопления энергии повышается до тех пор, пока не будет установлен баланс между „подводом“ энергии от лазерного излучения и отводом теплопроводностью, что обычно достигается после нескольких тысяч импульсов при частоте следования в диапазоне 10—100 МГц [54].

На рис. 1 представлен процесс повышения температуры при облучении  $n$  лазерными импульсами с частотой следования 10 кГц (1) и 10 МГц (2) [55].

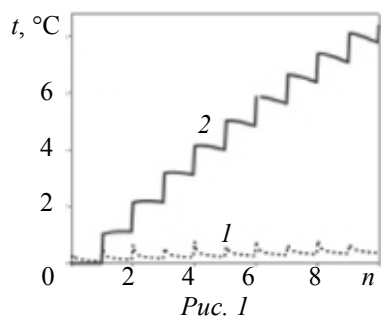


Рис. 1

Если объем области структурных изменений много меньше кубического микрометра, она может быть использована в качестве бита для 3D оптической памяти высокой плотности.

Несколько научных коллективов исследовали фотофизические процессы в ФС, экспонируемых лазерным излучением различной длительности импульса, а также возможные применения. Почти все исследования проводились на Фотуране; меньше данных имеется для стекла, изготавливаемого Ноуа (PEG 3). Облучение фоточувствительных материалов, содержащих  $\text{Ce}^{3+}$ , пик поглощения которого приходится на 314,5 нм (3,94 эВ, FWHM  $\sim 0,5$  эВ), проводилось наносекундными лазерными импульсами на длине волны 193 нм (6,42 эВ) [56], 248 нм (5,0 эВ) [57], 266 нм (4,66 эВ) [56], 355 нм (3,49 эВ) [57, 58] и фемтосекундными — на 775 нм (1,6 эВ) [7], 800 нм (1,55 эВ) [59] и 1027 нм (1,21 эВ) [60]. Из результатов работ следует, что либо длина волны света должна лежать в УФ-области поглощения церия (312 нм), либо при воздействии ультракоротких импульсов происходит многофотонное поглощение. Фотурану присущи оба свойства. В работе [7] было показано: для того чтобы стимулировать образование кристаллической фазы в Фотуране, облучение фемтосекундным лазером должно сопровождаться шестифотонным поглощением на длине волны 775 нм. В Aerospace Corporation проводились эксперименты с использованием наносекундных лазеров; было установлено, что для длин волн 266 и 355 нм пороговая экспозиция, необходимая для формирования стравливаемой кристаллической фазы, сильно зависит от плотности мощности [61], и эта зависимость имеет квадратичный характер [62].

На рис. 2 приведены спектры поглощения для образцов с-Фотурана (1, 3) и пс-Фотурана (2, 4) после облучения (а) и тепловой обработки при 500 °С (б). Плотность мощности лазерного излучения: 0,283 и 2,829 мВт/мкм<sup>2</sup> для  $\lambda = 266$  (1, 2) и  $\lambda = 355$  нм (3, 4) соответственно [63].

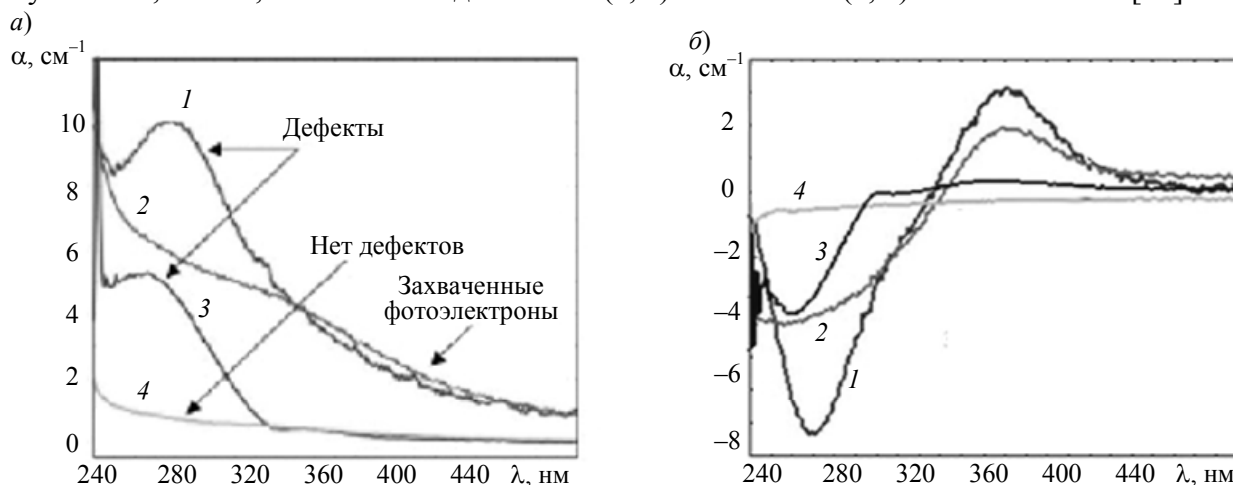


Рис. 2

Спектр оптического поглощения на рис. 2, соответствующий состоянию скрытого изображения (а) и формирования кластеров серебра (б), отражает влияние церия на примесные уровни (дефекты), возбуждаемые лазерным излучением. На основании этого было сделано предположение о незначительной роли церия как источника фотоэлектронов при облучении ФС на  $\lambda = 266$  нм (в качестве источника фотоэлектронов предполагаются другие примеси или основные элементы матрицы стекла) [63].

В работе [48] с использованием метода сканирующей электронной микроскопии была определена зависимость размеров областей кристаллизации, возникающих внутри ФС после облучения сфокусированными фемтосекундными лазерными импульсами и последующей температурной обработки, от плотности мощности излучения.

Фотоиницируемый процесс — формирование скрытого изображения и последующее „закрепление“ экспозиции (формирование постоянного изображения) — происходит в несколько стадий, которые хорошо изучены (см., например, [64]).

На рис. 3 приведена фотография Фотурана после облучения УФ-лазером и термической обработки, полученная с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ).

Показана дендритная структура кристаллов метасиликата лития [8]. Фаза метасиликата лития растворяется в разбавленной плавиковой кислоте (HF) [36], и после соответствующей термической обработки разница в скорости растворимости облученного и необлученного материала для некоторых фотоситаллов приближается к 50 [65]. Разницу в скорости травления можно объяснить тем, что кристаллиты метасиликата лития обладают меньшей устойчивостью к действию HF по сравнению с остаточной аморфной фазой — стеклом.

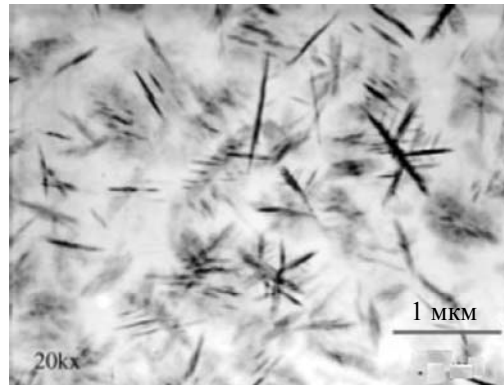


Рис. 3

При использовании различия в скорости травления исходного стекла и поликристаллического материала могут быть получены элементы с высоким пространственным разрешением. Технологические этапы обработки фотоситаллов включают в себя [66]:

1) экспонирование исходного материала мощной УФ-лампой с сильным излучением на длине волны 300—350 нм с использованием масок, позволяющих облучать только требуемые участки на поверхности стекла;

2) термическую обработку при особых температурных условиях;

3) химическое травление в разбавленной HF (5—10 масс. %).

Если термообработка происходит при температуре ниже температуры кристаллизации, показатель преломления материала изменяется за счет селективного осаждения наночастиц серебра в процессе фотохимической реакции. Теоретический предел пространственного разрешения определяется размерами этих наночастиц. В зависимости от концентрации в стекле серебросодержащей примеси и условий термообработки этот размер может быть порядка десятков или сотен нанометров.

Еще одним путем модификации фоточувствительных материалов, основанным на управляемом фазовом переходе в веществе, является использование излучения CO<sub>2</sub>-лазера на длине волны 10,6 мкм. Лазерно-индуцированная аморфизация (декристаллизация) стеклокерамик была исследована при помощи оптической пирометрии и видеосъемки в работе [10]. Были определены диапазоны значений плотности мощности излучения, необходимые для аморфизации типичных стеклокерамик. Например, для стеклокерамики СТ-50-1 (SiO<sub>2</sub>·Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>·CaO·MgO·TiO<sub>2</sub>) локальное (сфокусированное в пятно диаметром около 100 мкм) воздействие излучения CO<sub>2</sub>-лазера с плотностью мощности  $5 \cdot 10^5$  Вт/м<sup>2</sup> приводит к ее аморфизации. В этом режиме возникающая при высокой температуре структура „замораживается“ вследствие относительно большой скорости охлаждения (50—100 Кс<sup>-1</sup>), обеспечиваемой механизмом теплопроводности в стеклокерамиках. Последующее облучение с плотностью мощности  $10^5$  Вт/м<sup>2</sup> (и с меньшей скоростью нагревания и охлаждения) позволяет вызвать обратную кристаллизацию полученной аморфной фазы [67]. Характерные особенности этих процессов были изучены [11] и объяснены на основе положений термофизической кинетики и гипотезы о том, что аморфные материалы — это кристаллы, деформированные вакансиями.

Наконец, можно сказать, что при облучении в веществе возникают неоднородные и нестационарные распределения температуры, приводящие к фазовым переходам, которые могут

превратить изначально „пассивный“ материал в „креативный“. Тщательный выбор параметров процесса лазерной обработки, таких как длина волны, длительность импульса, фокусировка, пространственный и временной контроль плотности мощности излучения, позволяет создавать глубоко залегающие интегрированные нано- или микроустройства.

*Применения для создания многофункциональных устройств.* Лазерная микрообработка в настоящее время является одним из основных способов изготовления в стеклообразных материалах различных видов микроустройств и микросистем, в частности, прозрачных микрооптических компонентов на поверхности непрозрачных стеклокерамик и трехмерных структур в объеме ФС.

Лазер является удобным инструментом трехмерной микро- и нанообработки, так как позволяет осуществлять различные виды воздействия, которые можно разделить на два типа. Первый — удаление облученных лазером областей с помощью последующего травления, гравировки, абляции. Второй — модификация облученных областей (структурно-фазовая, термохимическая модификация и т.д.). Для указанных типов лазерная микрообработка по сравнению с механической обработкой, микрообработкой сфокусированным ионным лучом [68] и электронно-лучевой обработкой, обладает целым рядом преимуществ [69, 70]:

— возможность обработки различных видов материалов, начиная с мягких, таких как полимеры и биоткани, до твердых, таких как стекло и даже алмаз;

— более высокая скорость обработки, возможность внутренней модификации и микрообработки прозрачных материалов (с использованием многофотонного поглощения сверхкоротких лазерных импульсов). Такой процесс возможен лишь при лазерной обработке;

— возможность получить отдельные элементы и устройства различных масштабов: от макро до микро или даже нано;

— отсутствие необходимости в специальной обработке вакуумом или защитным газом.

Прямое облучение лазерными импульсами фемтосекундной длительности используется для изменения структуры прозрачных материалов, таких как стекла, кристаллические материалы и полимеры, при создании таких устройств и технологий фотоники, как [24]: волноводы [46, 71—73], оптическое хранение информации [74, 75], локальная полимеризация [76], делители пучка [77—79], соединители [80—82], дифракционные решетки [83—85], оптические усилители [86, 87], френелевские пластинки [88], многоцветные изображения [89]. Подробный обзор технологии прямого структурирования фемтосекундными лазерными импульсами как метода создания оптических волноводных устройств внутри прозрачных материалов без использования литографии, травления, контролируемых условий внешней среды или трудоемкой пробоподготовки представлен в работе [90].

1. Микроэлектромеханические (MEMS) и микрооптоэлектронные системы (MOEMS). Технология, объединяющая методы последовательной и групповой обработки, была разработана в компании Aerospace Corporation для фоточувствительных материалов [8, 57, 91, 92], она основана на том, что глубиной травления в материале можно управлять, варьируя число лазерных импульсов при облучении. На рис. 4 приведена зависимость отношения скоростей травления  $V_0$  исходного стекла и полученной кристаллической фазы как функция от плотности мощности  $q$  лазерного излучения для  $\lambda = 266$  (а) и 355 нм (б). Точки соответствуют результатам измерения, сплошная кривая аппроксимирует результаты работы [92]. За счет этого можно осуществлять точный контроль соотношения размеров микроэлементов, создаваемых при лазерной микрообработке.

При соответствующем управлении процессом лазерного облучения возможно получать локальные изменения цвета и поглощения материала в видимом и ИК спектральных диапазонах). На рис. 5 представлены структуры, изготовленные при облучении с различной управляемой плотностью мощности (слева: микроструктура после химического травления;

в центре: измеренный профиль структуры по глубине; справа: управляемое изменение пропускания материала) [92].

Примеры некоторых элементов, изготовленных из Фортурана, приведены на рис. 6 (а — вильчатая пружина, б — спиральная пружина с лежащим на ней человеческим волосом, в — миниатюрная вращающаяся турбина с лопастями) [8]. Этот метод позволяет изготавливать различные элементы MEMS и MOEMS с высокой точностью, без использования шаблонов и многоступенчатой обработки.

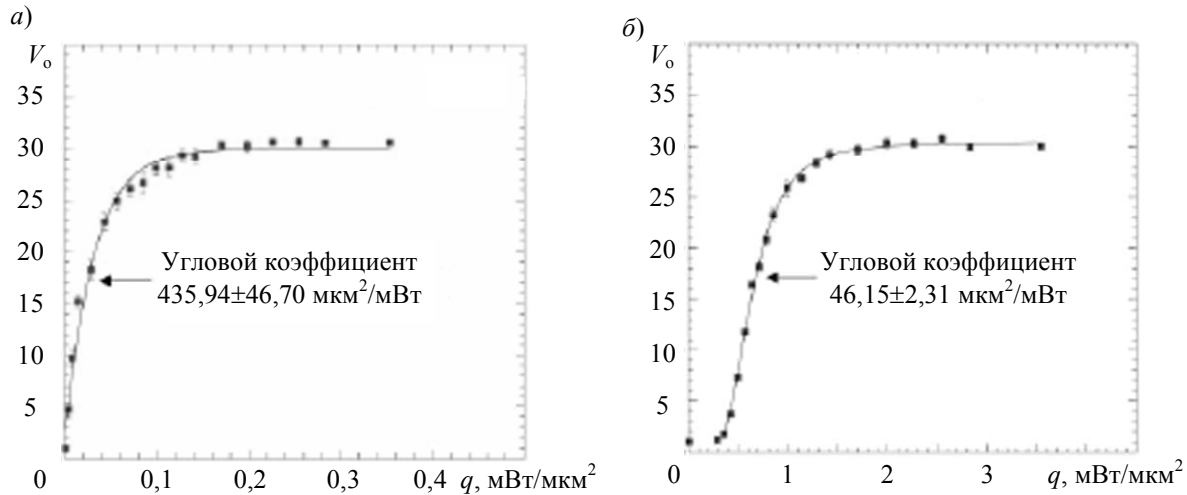


Рис. 4

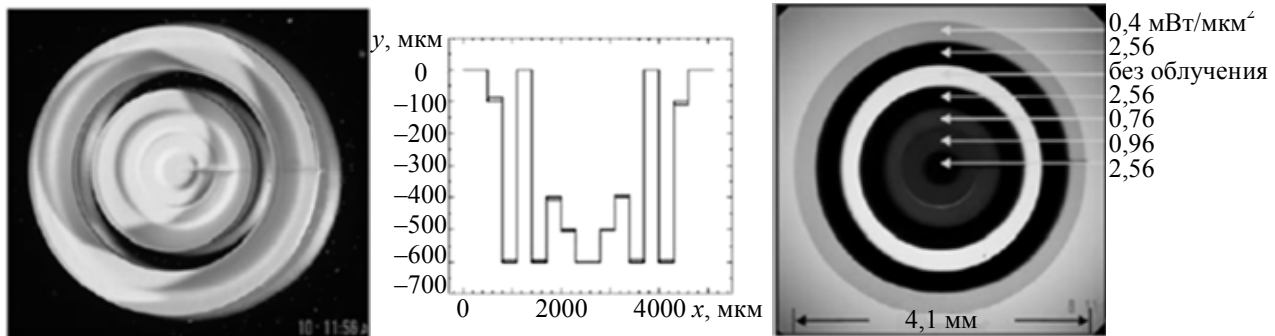


Рис. 5

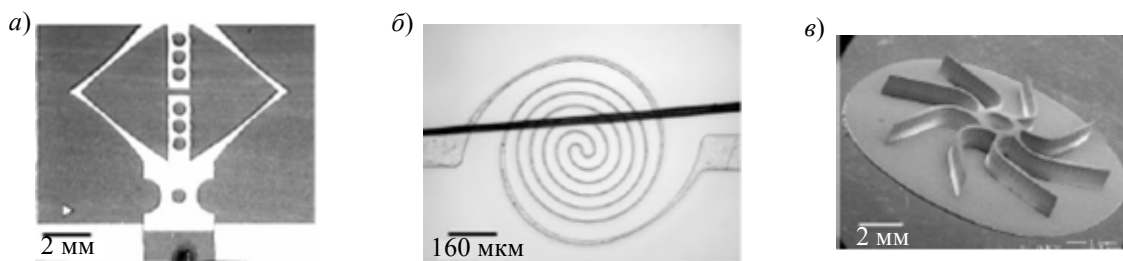


Рис. 6

Как правило, шероховатость поверхности обрабатываемого материала может быть изменена несколькими способами. Первый состоит в изменении условий протекания термической обработки [8]. Альтернативный метод сглаживания шероховатостей поверхности — термообработка участков после химического травления [93] или использование фотолитографического метода. Кроме того, термообработка после травления может быть использована для соединения элементов при создании составных структур оптически прозрачных 3D-устройств [94].

Обычно для обработки ФС используются ртутные лампы [29, 41], которые позволяют создавать только поверхностные микроstructures. Позже была разработана технология трехмерной микрообработки светочувствительного стекла наносекундными импульсами УФ-лазера

с последующей термообработкой и химическим травлением [57, 62], что сделало возможным изготовление множества трехмерных структур: микрожидкостные, микроэлектромеханические и оптоэлектронные системы (см., например, [95, 96]). Глубина залегания полученных структур не превышает 1500 мкм, т.е. они располагаются вблизи поверхности [57] вследствие резонансного поглощения УФ-излучения материалом.

Для того чтобы обойти это ограничение, при облучении ФС используются лазеры со сверхкороткими импульсами (например, фемтосекундные на 400 и 755 нм [97]), длина волны излучения которых не является резонансной для материала, что позволяет получать 3D-микроструктуры на большой глубине, не затрагивая поверхность (за счет многофотонного поглощения).

В работе [98] представлены результаты коммерческого использования, в частности, прямого лазерного структурирования для создания масштабируемых 3D-микроструктур (маски, датчики, части сложных машин) с низкими затратами на разработку и внедрение в производство с малой длительностью производственного цикла.

Технология, использующая безабляционное 3D лазерное структурирование фоточувствительных материалов для изготовления микросистем и компонентов, на основе которых разрабатываются различные MOEMS и MEMS, представлена в работе [99].

2. Биомедицинские применения и микрожидкостные системы. Растущая потребность в высоко эффективных и производительных микроустройствах, обеспечивающих проведение биохимического анализа и медицинских наблюдений, стимулирует развитие трехмерных технологий получения и монтажа универсальных микрокомпонентов на едином чипе. Процесс разработки микрочипов типа „лаборатория на чипе“ (lab-on-chip), в которых различные компоненты — жидкостные, механические и оптические — получены на общей подложке, по настоящий момент является сложным, начиная от стадии разработки концепции и заканчивая этапом серийного производства [100]. Развитие технологии производства трехмерных полых микроструктур, внедренных в материалы, позволило усовершенствовать микросистемы, которые используются в химическом анализе.

За последние годы достигнут большой прогресс в области интеграции оптических и жидкостных систем, что значительно повышает функциональность „лаборатории на чипе“. Были изготовлены жидкостные микроустройства с интегрированными оптическими структурами, такими как оптические волноводы [101, 102], микрооптические решетки [103, 104], оптические волокна [105], микрооптические зеркала [7, 106] и микрооптические цилиндрические линзы [107].

В работе [108] оптожидкостные устройства, изготавливаемые из стекла, в которое интегрированы микроканалы и оптические волноводы, были получены путем воздействия фемтосекундных лазерных импульсов с последующим травлением. Использование микроканалов, диаметр горловины которых чуть меньше размера клетки, дает возможность точного, непрерывного и однозначного обнаружения клеток как в проходящем, так и в отраженном свете, а также позволяет воздействовать на клетки с применением лазерного излучения.

Можно сказать, что появление микрожидкостных систем, основанных на едином чипе, или  $\mu$ TAS-систем, совершило такую же революцию в микрофлюидике, как создание транзисторов и интегральных микросхем в микроэлектронике [109].

Современные тенденции по использованию полимерных материалов для изготовления микроустройств [110, 111] объясняются тем, что эти материалы по сравнению с кремнийсодержащими материалами (силикатными стеклами) более дешевы и лучше подходят для массового производства. Однако существует проблема несовместимости материалов, поскольку полимерные каналы, клапаны и насосы могут вступать в реакцию с органическими растворителями, приводя к загрязнению и выходу из строя устройств [111], поэтому для работы с химически активными веществами системы на основе стекол более предпочтительны.

В настоящее время микрожидкостные устройства в основном получают при помощи фотолитографии, прямого лазерного экспонирования [112], горячего тиснения [113], импринтинга (перенос необходимого рельефа давлением) [114] или литьевого формования [115]. Эти технологические процессы хорошо отработаны и подходят для массового производства микрожидкостных систем на основе полимерных материалов. В то же время их использование требует больших затрат как во временном, так и финансовом плане, поскольку необходимы настройка, соединение и сборка отдельных микрокомпонентов [116].

Надлежащая трехмерная микрообработка материала дает возможность создания внутри стекла 3D микромеханических устройств с подвижными объектами. Например, за счет интеграции микрожидкостных и микрооптических частей в едином стеклянном чипе был создан микрожидкостный лазер на красителе Rh6G, введенном в стекло через микроканал, зеркалами лазерного резонатора служили четыре полые микропластинки, интегрированные с микрожидкостными компонентами [93]. В работе [45] показана возможность создания локализованных и глубоко залегающих структур за счет многофотонного возбуждения, а также нелинейных эффектов самофокусировки (рис. 7, *а* — вид сверху на U-образный канал, созданный на глубине 100 мкм; *б* — 3D-схема микросистемы изучения бактерий [48]). Подобная U-образная структура была получена в Фотуране [117] и в кварце [108].

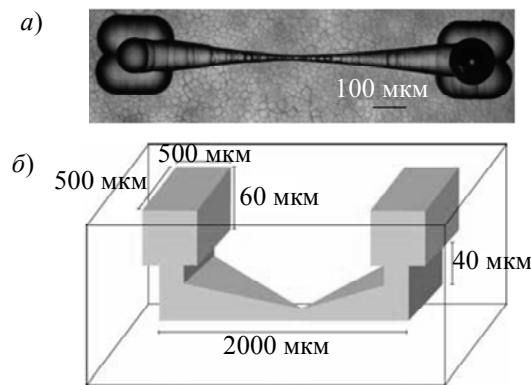


Рис. 7

С использованием астигматически сфокусированного пучка в работе [118] были получены микроканалы длиной до 1,5 мм с круговым поперечным сечением. Необходимо отметить, что трехмерная компоновка микрожидкостных каналов и оптических волноводов в большинстве случаев может быть выполнена на единой подложке с использованием одного и того же лазерного источника, но с различными параметрами облучения. Заметим, что для высокоточного изготовления структур в случае сверхкоротких лазерных импульсов необходимо учитывать сферические aberrации и эффект самофокусировки.

В работе [119] вертикальные микроотверстия с круговым поперечным сечением и гладкими краями были получены в Фотуране при воздействии фемтосекундного лазера с последующей термообработкой и химическим травлением. Ранее было продемонстрировано „сверление“ микроотверстий в ФС за счет многофотонного процесса при облучении лазерными импульсами на длине волны 400 нм с дальнейшей термообработкой и травлением [120].

Небольшое высокоинтегрированное интерференционное устройство, описанное в работе [121], служит для измерения показателя преломления вещества, находящегося в микрожидкостном канале.

Лазер на длине волны 266 нм был использован в [122] для лазерно-индуцированного жидкостного травления с обратной стороны стекла Borofloat 33. Для исследования механизма травления также были проведены эксперименты с различными травителями.

3. Применение в фотонике. В работе [123] продемонстрировано изменение показателя преломления и создание массива модифицированных наноточек внутри стекла при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов. Показатель преломления изменяется в точках мо-



дификации на 0,01, этого достаточно для применения в трехмерной оптической памяти сверхвысокой плотности. Возможность создания трехмерных оптических волноводов, внедренных в стекло, при сканировании лазерного излучения фемтосекундной длительности показана в работе [43]. Увеличивая энергию фемтосекундного лазера вместо модификации показателя преломления, можно создать микропустоты внутри стекла. Сначала возникает локальный объем в области фокусировки лазерного излучения, и за счет перемещения образца образуется периодический массив пустот [124]. Формирование массива с периодом в несколько микрометров может происходить спонтанно вдоль направления распространения излучения при фокусировке одного фемтосекундного импульса [125]. В работах [126, 127] исследовано влияние различных параметров лазерного воздействия, включая плотность мощности, число импульсов и глубину фокусировки, на форму и период массива пустот. В устройствах фотоники такой периодический массив пустот может использоваться, например, для отражения оптического пучка или в качестве волнового фильтра [126].

Другой подход заключается в использовании микрорешеток, созданных внутри натриево-кальциевого стекла за счет двулучевой интерференции при воздействии лазерных импульсов длительностью 130 фс, на длине волны 800 нм [128]. На этой основе можно разработать голографический метод записи информации в оптически прозрачных материалах.

Кроме того, запись трехмерных точек внутри стекла может быть использована для создания оптической памяти со сверхвысокими значениями как плотности хранения информации, так и скорости записи. Контраст между облученной и необлученной частями увеличивается с ростом средней мощности лазерного облучения и длительности воздействия [129].

Возможность трехмерной оптической записи данных внутри специального стекла на основе фосфата цинка (также содержащего серебро) была продемонстрирована при использовании третьей гармоники [75]. Информация сохраняется в стекле при облучении фемтосекундным лазером в допороговом режиме (без изменения показателя преломления). Считывание информации производится тем же лазером.

Различные оптические компоненты в стеклокерамике — массивы микролинз [130], асферические линзы [131], планарные волноводы [132], интегрированные диафрагмы, а также новые микроматериалы с необычными спектральными и другими оптическими свойствами (например, аморфный  $Al_2O_3$ ) — могут быть созданы путем пространственно-управляемой аморфизации исходного сильно рассеивающего ситалла.

Изменение показателя преломления при воздействии фемтосекундного лазерного излучения на боросиликатные, алюмосиликатные, лантан-боратовые, натриево-фосфатные стекла и стекла на основе оксидов тяжелых металлов подробно исследовано в работе [102].

Другим интересным примером реализации данной технологии является создание заглубленных волноводов для видимого и ИК-диапазонов в Фотуране при помощи фемтосекундного лазера. На рис. 8 приведены изображения волноводов, полученные с помощью микроскопа: *а* — вид сбоку, *б* — вид с торца (скорость сканирования 200 мкм/с, плотность энергии указана на рисунке) [133].

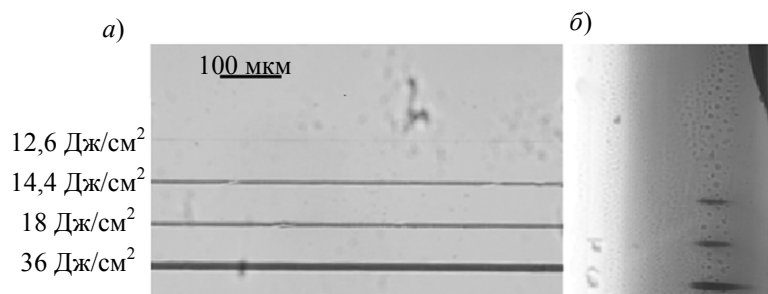


Рис. 8

Волноводы были изготовлены при облучении исходного стекла лазерными импульсами длительностью 135 фс на длине волны 775 нм при частоте импульсов 1 кГц. Образцы были просканированы в направлении, перпендикулярном направлению лазерной поляризации, со скоростью 50—200 мм/с и при плотности энергии в импульсе от 5 до 36 Дж/см<sup>2</sup>. Затем материал был подвергнут термообработке в течение 6 часов при температуре 520 °С.

Другой способ заключается в использовании технологии, основанной на изменении свойств стеклокерамических материалов при воздействии СО<sub>2</sub>-лазера, он позволяет получить различные микрооптические элементы, такие как линзы и линзовые массивы, волноводы и их компоненты, дифракционные решетки и др. [134]. Изменение показателя преломления и профиля поверхности используется на первой стадии изготовления оптических элементов. Второй стадией является химическая обработка ионным обменом и травлением облученной и необлученной частей. Подобная технология была разработана для стекла Corning 7059 [135] с целью создания выпуклых микролинз.

Изготовление стержневидных и сферических кварцевых микролинз путем плавления материала при облучении СО<sub>2</sub>-лазером было рассмотрено в работах [136, 137], где получены микролинзы, массивы микролинз и дифракционные решетки на полиэтиленовой подложке.

Запись голографических дифракционных решеток и прямоугольных сеток внутри прозрачных материалов, у которых отсутствует фоточувствительность, была исследована в статье [138], где использовался импульс с линейной частотной модуляцией (chirped) от фемтосекундного лазера, работающего в режиме синхронизации мод. Этот метод позволяет изготавливать встроенные структуры, которые могут быть использованы при создании волоконных решеток, планарных оптических волноводов, лазеров с распределенной обратной связью и многослойной оптической памяти.

В работе [97] был предложен новый метод изготовления внутренних дифракционных решеток путем изменения показателя преломления плоских кварцевых пластинок под воздействием плазмы малой плотности, образующейся при фокусировке излучения фемтосекундного лазера. Предложенный способ может быть использован при создании прозрачных дифракционных решеток (работающих на пропускание) для оптических датчиков и оптической связи.

Дифракционная эффективность голографических решеток, записанных в двух ФС — Фотуран и PEG3 — сравнивается в работе [139].

Брэгговские решетки с абсолютным значением дифракционной эффективности более 96 % были созданы в натрий-цинк-алюмосиликатном стекле, легированном церием, серебром и фтором, с использованием УФ-облучения и последующего термического проявления [140]. Более подробно объемные фазовые диаграммы, записанные в фототерморефрактивном стекле, рассмотрены в статье [141].

Методика прямой лазерной записи, позволяющей создавать наноструктуры субволнового размера, не зависящая от возможных ограничений экспериментальных параметров, описана в работе [142]. Универсальный механизм может использоваться для различных легированных ионами материалов (стекло, полимер), в которых восстановительные процессы и процессы тепловой диффузии „запускаются“ вследствие высокой частоты повторения лазерных импульсов фемтосекундной длительности.

На рис. 9 приведена схема формирования наноструктур: *a* — фотоэлектроны, возникающие при лазерном облучении, захватываются ионами Ag<sup>+</sup>, которые восстанавливаются до атомов Ag<sup>0</sup>. Атомы Ag<sup>0</sup> распределены в области взаимодействия, ограниченной пунктиром. Размер этой области меньше диаметра лазерного пучка вследствие нелинейной природы взаимодействия; *b* — после 1000 импульсов происходит увеличение локальной температуры и начинаются процессы диффузии (показано стрелками). Ag<sup>0</sup> и Ag<sup>+</sup> взаимодействуют друг с другом с образованием кластеров Ag<sub>*m*</sub><sup>x+</sup>, где *m* < 10; *в* — последовательные лазерные импульсы

вызывают фотодиссоциацию новообразованных кластеров  $Ag_m^{x+}$ , которая происходит во всей области взаимодействия, за исключением ее краев, приводя к возникновению цилиндрической наноструктуры, состоящей из кластеров серебра [143].

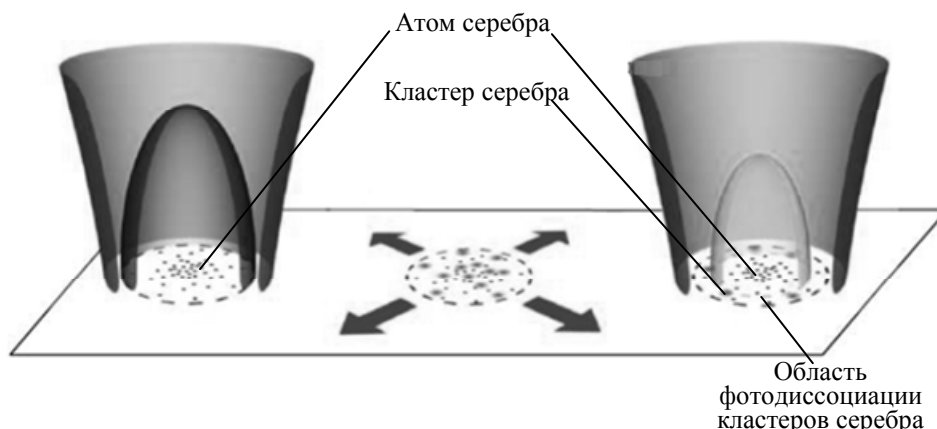


Рис. 9

Представленные примеры наглядно демонстрируют тот факт, что лазерно-индуцированная модификация свойств стеклокерамических материалов является важной и актуальной темой современных исследований. Можно предположить, что наиболее перспективны два направления применения представленной технологии: создание нового типа оптической памяти со сверхвысокой плотностью записи; изготовление универсальных дешевых микроустройств, способных работать в тяжелых условиях и обладающих разнообразными возможностями по созданию различных поверхностных и объемных конфигураций.

#### Халькогенидные сплавы для памяти на фазовых переходах

Что такое сплавы для памяти на фазовых переходах? Рассмотрим материалы на основе теллура, которые часто называют сплавами для памяти на фазовых переходах. Идею использовать фазовый переход между аморфным и кристаллическим состояниями для записи информации предложил С.Р. Овшинский (S.R. Ovshinsky) в середине 1960-х гг. в работе „Эффект обратимого электрического переключения в неупорядоченных структурах“ [144]. Эта идея основывалась на предположении о том, что оптические и электрические свойства кристаллической и аморфной фаз значительно различаются. Различие электрических свойств обусловлено разницей в подвижности носителей, резко снижающейся после аморфизации, а различие в оптических свойствах зависит от плотности электронных состояний для двух фаз и от матричного элемента оптического перехода при поглощении кванта света. В большинстве полупроводников, характеризующихся ковалентными связями, в аморфной и кристаллической фазе схожи плотность состояний и матричный элемент перехода, это приводит к практически одинаковым оптическим свойствам. Сплавы с фазовым переходом являются исключением из этого правила, что и определяет возможность их использования в качестве материалов для оптической памяти. На рис. 10 представлено изменение отражательной способности  $R$  для аморфной (1) и кристаллической (2) фаз ( $E$  — энергия кванта) в случае сплава с фазовым переходом  $Ge_2Sb_2Te_5$  (а) и состава  $AgInTe_2$  (б) [145].

Необходимым условием для использования в качестве памяти является высокая стабильность обеих фаз. В настоящее время стандартное требование к стабильности для потребительских приложений составляет 10 лет при  $160^\circ\text{C}$ . Высокая стабильность должна сочетаться с высокой скоростью переключения между двумя фазами. В случае сплавов с фазовым переходом аморфизация обычно происходит за время порядка 1 нс, кристаллизация — 10 нс. Однако такое сочетание встречается очень редко, это делает сплавы с фазовым переходом исключительным материалом.

Другим важным параметром является число циклов кристаллизации-аморфизации, при которых свойства материала не ухудшаются, т.е. материал способен сохранять одну и ту же фазу в кристаллическом, аморфном и жидком состояниях. Материалы, которые подвержены разделению фаз, обычно демонстрируют сильное ухудшение свойств после нескольких циклов. Другим фактором, ограничивающим число возможных циклов, являются напряжения, возникающие на границе А—К вследствие различной удельной плотности кристаллической и аморфной фаз.

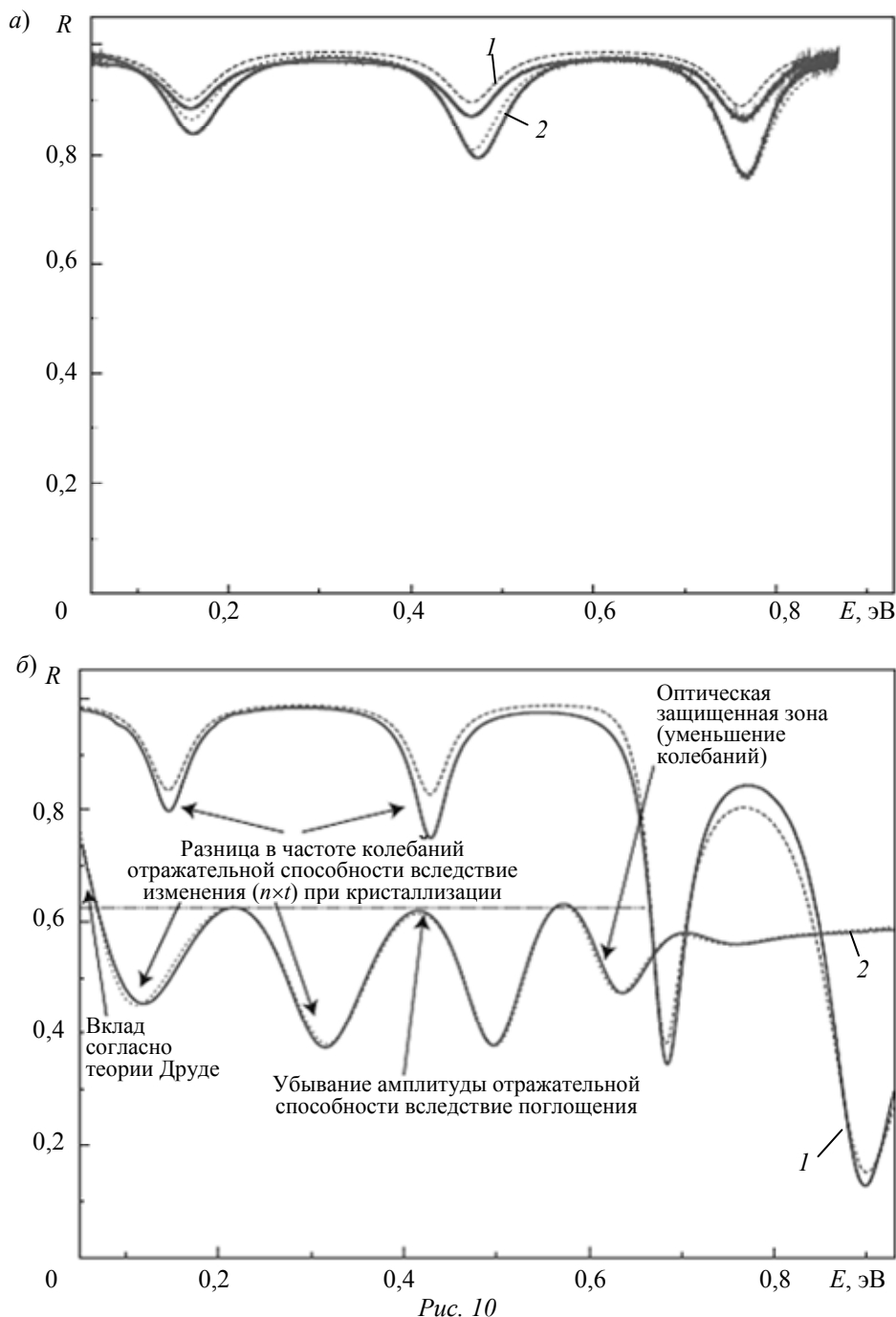


Рис. 10

Группа материалов, получаемых обычно (но не исключительно) на основе сплавов из теллура, обладает очень высокой скоростью аморфизации и кристаллизации (наносекундного порядка), что наряду с хорошей способностью выдерживать периодические циклы фазовых переходов и ярко выраженным различием в свойствах кристаллической и аморфной фаз делает такие материалы идеальной основой для разработки накопительных устройств. Большинство исследуемых и коммерчески используемых материалов имеют состав вблизи линии

квазибинарного разреза  $\text{GeTe-Sb}_2\text{Te}_3$  и обычно обозначаются как GST-сплавы. Это наиболее исследованный и широко распространенный класс материалов с фазовыми переходами.

#### *Механизм фазового перехода*

1. Структурная модель фазового перехода. Поскольку свойства материала определяются его структурой, сведения об усредненной и локальной структуре имеют первостепенное значение для понимания механизма процесса и соответственно для разработки устройств. Исследования, выполненные методами дифракции [146] и протяженной тонкой структуры рентгеновского спектра поглощения (EXAFS) [49], позволили сделать вывод о том, что кристаллическая фаза имеет структуру искаженной поваренной соли, когда каждый атом образует не шесть одинаковых, а три коротких и три длинных связи со своими ближайшими соседями. Принято считать, что связи в такой структуре резонансные, т.е. на каждую связь приходится меньше двух электронов [145, 147]. В аморфной фазе связи между атомами ковалентные, при этом около 30 % атомов Ge образуют тетраэдрические узлы, а 70 % находятся в октаэдрических узлах, как и в кристаллической фазе [148].

Впервые для представления описания процесса фазового перехода с атомистической точки зрения была использована модель „развернутого зонтика“ [49], согласно которой переход от кристаллического состояния к аморфному состоит в изменении локальной геометрии связей Ge от октаэдрической (с резонансными связями) в кристаллическом состоянии к тетраэдрической (с ковалентными связями) в аморфном. Было сделано предположение, что это изменение в геометрии связей происходит за счет „перекидывания“ атомов Ge через плоскость, состоящую из атомов Te, после разрыва „длинных“ связей Ge—Te.

Структурная перестройка предполагает разрушение резонансного взаимодействия, приводящее к изменению природы связей на ковалентные (пирамидальные) связи. Начальным этапом является разрыв „длинных“ связей, затем происходит перестройка к тетраэдрической конфигурации: процесс завершается после разрушения резонансных связей.

Потеря дальнего порядка и образование тетраэдрической конфигурации Ge за счет релаксации решетки были продемонстрированы в работе [149], где показано, что если смещение превышает критическое значение, структура спонтанно переходит в аморфное состояние.

2. Роль электронного возбуждения. Принято считать, что роль электронного возбуждения мала, но в последнее время появились как экспериментальные, так и теоретические работы, свидетельствующие о существенном влиянии электронного возбуждения на процесс аморфизации, особенно при воздействии коротких импульсов пикосекундного и фемтосекундного диапазона [150, 151].

3. Возникновение оптического контраста. В модели „развернутого зонтика“ было показано, что экспериментально наблюдаемые изменения оптических свойств могут быть качественно воспроизведены за счет образования тетраэдрических узлов Ge [152]. В работах [153, 154] сделан вывод о том, что основную роль играет изменение матричного элемента оптического перехода вследствие изменения числа связей и соответственно ближнего порядка при фазовом переходе.

Дальнейшие исследования показали, что оптический контраст, в первую очередь, вызывается смещением атомов, которое способствует нарушению резонансного взаимодействия [155]. Также интересен тот факт, что основное изменение оптических свойств происходит на начальном этапе процесса фазового перехода, когда резонансные связи перестают действовать, но атомная структура еще сохраняет дальний порядок кристаллического состояния. Последующая релаксация и потеря дальнего порядка приводят к гораздо меньшим изменениям оптических свойств [149]. Другими словами, разрушение резонансных связей вызывает основное изменение оптических свойств, в то время как последующее разупорядочивание структуры, не изменяющее ковалентную природу связей, приводит к незначительному изменению оптических свойств. Данные результаты показывают, что оптические свойства

преимущественно определяются природой связей между атомами, т.е. локальной, а не „усредненной“ структурой. Иначе говоря, изменение оптических свойств происходит скорее вследствие изменения характера локальных связей, чем потери дальнего порядка.

*Применение: прошлое, настоящее и будущее.* История научно-исследовательских и опытно-конструкторских разработок в области оптической памяти на основе фазовых переходов начинается с открытия С. Р. Овшинским (S. R. Ovshinsky) эффекта памяти (обратимого переключения удельного сопротивления) в некоторых сплавах халькогенидов [144]. В конце 1960-х гг. исследования материалов с фазовым переходом начались в компании Hitachi, и в начале 1970-х гг. схожие работы были начаты компанией Matsushita Electric (ныне Panasonic) [156], которая испытывала различные составы материалов и в конце 1980-х гг., начались работы с перспективными сплавами Ge—Sb—Te и, в частности, с составом GST225 [157]. В 1998 г. результатом этой работы стало появление DVD-RAM-дисков [158, 159].

На рис. 11 представлена структура оптического диска с фазовым переходом: нижний слой ZnS-SiO<sub>2</sub> используется для управления максимальным уровнем отражения, слой материала с фазовым переходом — для записи данных, верхняя пленка ZnS-SiO<sub>2</sub> — для усиления оптического контраста между кристаллическим и аморфным состояниями и слой на основе сплава алюминия — для максимально быстрого рассеяния тепла, накапливающегося в активном слое.

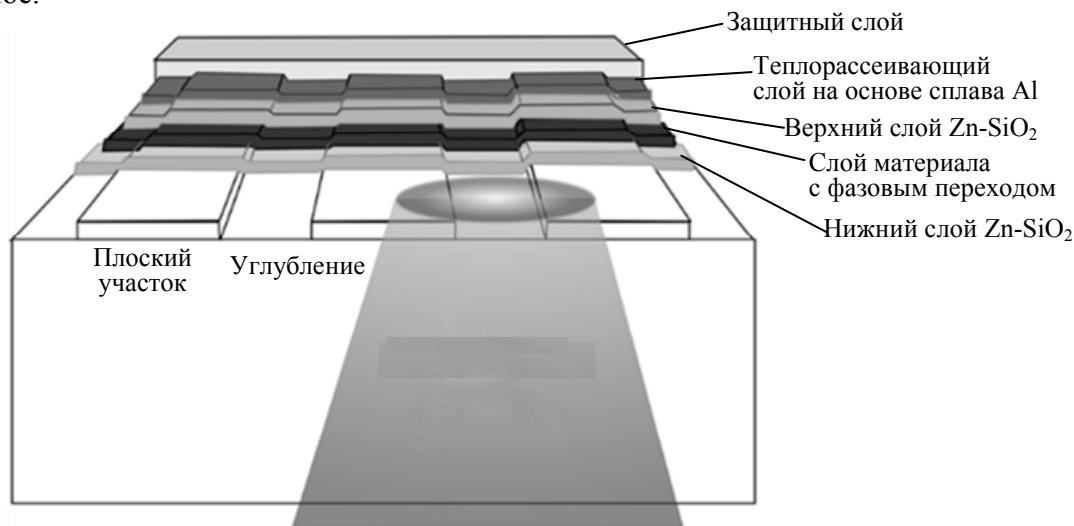


Рис. 11

Такие сплавы с фазовым переходом, используемые в перезаписываемых оптических носителях, наилучшим образом подходят для применения в энергонезависимой фазовой памяти с произвольным доступом (PCRAM). Коммерческий выпуск таких устройств на основе GST начат компаниями Samsung и Micron. Использование многослойных GeTe-Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>-структур, в которых энтропийные потери в процессе фазового перехода сведены к минимуму, позволяет снизить энергопотребление более чем на 90 % [160].

Наконец, необходимо отметить, что GST и многослойные GeTe-Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>-структуры потенциально являются топологическими изоляторами (ТИ) [161, 162]. Это новый класс материалов, являющихся объемными диэлектриками, но благодаря комбинации сильного спин-орбитального взаимодействия и симметрии относительно обращения времени характеризующихся топологически защищенными металлическими поверхностными состояниями [163, 164]. Это свойство открывает концептуально новые возможности хранения данных за счет объединения способности таких материалов менять фазовое состояние и их ТИ свойств для одной их фаз, например, с использованием внешнего магнитного поля или света с круговой

поляризацией. Обсуждение ТИ свойств материалов с фазовым переходом находится за рамками настоящей работы [165, 166].

**Заключение.** Этот обзор представляет собой попытку рассмотрения экспериментальных и качественных теоретических результатов, соответствующих фундаментальным фотохимическим и фотофизическим процессам лазерной обработки стекол, стеклокерамик и сплавов для памяти на фазовых переходах, в которых посредством управляемого лазерного экспонирования можно локально изменять свойства материала, например, химическую растворимость, пропускание в видимой и ИК-области спектра. Для некоторых случаев этот процесс может быть обратимым как за счет теплового нагрева, так и за счет выбора соответствующих параметров лазерного воздействия.

Предполагается, что наблюдаемые фазовые переходы в стеклах и стеклокерамиках связаны с лазерно-индуцированным плавлением и последующим быстрым охлаждением материала. В случае сплавов с фазовыми переходами играет роль электронное возбуждение, особенно при воздействии лазерных ультракоротких импульсов. В рамках атомистического подхода процесс лазерно-индуцированной аморфизации может быть рассмотрен как переход от кристаллической структуры к аморфной за счет ее деформации вакансиями.

Большим преимуществом лазерно-индуцированной структурно-фазовой модификации является то, что материал можно удалять без применения абляции, а его свойства можно изменять локально, подвергая соответствующей обработке. Возможно, что такой способ обработки материалов способствует развитию последующего поколения интегрированных устройств. Исследование фоточувствительных стекол как особого класса материалов, возможно, поможет открытию других подобных функциональных материалов и новых уникальных областей их применения. Таким образом, приблизившись к пониманию основополагающих механизмов лазерного воздействия, можно значительно повысить точность и качество лазерной обработки и расширить области ее применения.

Создание универсального элемента для фотоники (подобно разработке полупроводниковых транзисторов в микроэлектронике), принцип работы которого будет основываться на фазовом переходе от аморфного состояния к кристаллическому и обратно, является сложной, но важной задачей будущих исследований.

Работа поддержана грантом Президента РФ НШ-1364.2014.2, грантами РФФИ 13-02-00033 и 13-02-00971, а также при государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kolobov A. V. Photo-induced metastability in amorphous semiconductors. Wiley, 2006.
2. Sugioka K., Cheng Y., Midorikawa K. Three-dimensional micromachining of glass using femtosecond laser for lab-on-a-chip device manufacture // *Appl. Phys. A*. 2005. Vol. 81, N 1. P. 1—10.
3. Hongo T., Sugioka K., Niino H., Cheng Y., Masuda M., Miyamoto I., Takai H., Midorikawa K. Investigation of photoreaction mechanism of photosensitive glass by femtosecond laser // *J. Appl. Phys.* 2005. Vol. 97, N 6. P. 063517.
4. Masuda M., Sugioka K., Cheng Y., Hongo T., Shihoyama K., Takai H., Miyamoto I., Midorikawa K. Direct fabrication of freely movable microplate inside photosensitive glass by femtosecond laser for lab-on-chip application // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2004. Vol. 78, N 7. P. 1029—1032.
5. Hanada Y., Sugioka K., Kawano H., Ishikawa I. S., Miyawaki A., Midorikawa K. Nano-aquarium for dynamic observation of living cells fabricated by femtosecond laser direct writing of photostructurable glass // *Biomed. Microdevices*. 2008. Vol. 10, N 3. P. 403—410.
6. Wang Z., Sugioka K., Midorikawa K. Fabrication of integrated microchip for optical sensing by femtosecond laser direct writing of Foturan glass // *Appl. Phys. A*. 2008. Vol. 93, N 1. P. 225—229.

7. Masuda M., Sugioka K., Cheng Y., Aoki N., Kawachi M., Shihoyama K., Toyoda K., Helvajian H., Midorikawa K. 3-D microstructuring inside photosensitive glass by femtosecond laser excitation // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2003. Vol. 76, N 5. P. 857—860.
8. Livingston F. E., Helvajian H. Photophysical processes that lead to ablation-free microfabrication in glass-ceramic materials // *3D Laser Microfabrication: Principles and Applications.* Wiley, 2006. 403 p.
9. Skiba P. A., Volkov V. P., Predko K. G., Veiko V. P. Laser-stimulated local change of glass-ceramic optical properties // *Opt. Eng.* 1994. Vol. 33, N 11. P. 3572.
10. Veiko V. P., Kieu K. K. Laser amorphisation of glass ceramics: basic properties and new possibilities for manufacturing microoptical elements // *Quantum Electron.* 2007. Vol. 37, N 1. P. 92—98.
11. Veiko V. P., Yakovlev E. B., Shakhno E. A. Physical mechanisms of CO<sub>2</sub>-laser-induced rapid structural changes in glass-ceramics // *Quantum Electron.* 2009. Vol. 39, N 2. P. 185—190.
12. Ohtsuka T., Tsukamoto M. Electro-optical properties of nematic liquid-crystal films // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1971. Vol. 10, N 8. P. 1046—1050.
13. Lucchetti L., Di Bella S., Simoni F. Optical storage of hidden images in ultraviolet-cured polymer dispersed liquid crystals // *Liq. Cryst.* 2002. Vol. 29, N 4. P. 515—519.
14. Kamanina N. V., Mikhailova M. M., Denisyuk A. I., Sapurina I. Y. Possible Transition of Fullerene-containing Nematic Liquid Crystal to Smectic Phase // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2005. Vol. 426, N 1. P. 129—135.
15. Tomilin M. G. LC vision // *Optical Information Processing: Intern. Conf.* 1994. P. 286—294.
16. Wu S. T., Yang D. K. *Fundamentals of Liquid Crystal Devices.* Wiley, 2006.
17. Bradley J. R., Kim S. Laser transformation hardening of iron-carbon and iron-carbon-chromium steels // *Metall. Trans. A.* 1988. Vol. 19, N 8. P. 2013—2025.
18. Metev S., Savtchenko S., Stamenov K., Veiko V., Kotov G., Shandibina G. Thermochemical action of laser radiation on thin metal films // *IEEE J. Quantum Electron.* 1981. Vol. 17, N 10. P. 2004—2007.
19. Koronkevich V. P., Kiryanov V. P., Korolkov V. P., Poleshchuk A. G., Cherkashin V. V., Churin E. G., Kharissov A. A. Fabrication of diffractive optical elements by direct laser-writing with circular scanning // *Digital Image Processing and Computer Graphics: 5th Intern. Workshop.* 1995. P. 290—297.
20. Veiko V. P., Yarchuk M. V., Ivanov A. I. Study of low-threshold mechanisms for modifying the structure of thin chromium films under the action of supershort laser pulses // *J. Opt. Technol.* 2011. Vol. 78, N 8. P. 512.
21. Auston D. H., Golovchenko J. A., Smith P. R., Surko C. M., Venkatesan T. N. C. CW argon laser annealing of ion-implanted silicon // *Appl. Phys. Lett.* 1978. Vol. 33, N 6. P. 539.
22. Celler G. K. CW infrared laser annealing of ion-implanted silicon // *J. Appl. Phys.* 1979. Vol. 50, N 11. P. 7264.
23. Narayan J. Pulsed excimer and CO<sub>2</sub> laser annealing of ion-implanted silicon // *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.* 1985. Vol. 3, N 4. P. 1836.
24. Gattass R. R., Mazur E. Femtosecond laser micromachining in transparent materials // *Nat. Photonics.* 2008. Vol. 2, N 4. P. 219—225.
25. Cheng Y., Sugioka K., Midorikawa K. Microfabrication of 3D hollow structures embedded in glass by femtosecond laser for Lab-on-a-chip applications // *Appl. Surf. Sci.* 2005. Vol. 248, N 1—4. P. 172—176.
26. Ashkenasi D., Varel H., Rosenfeld A., Henz S., Herrmann J., Cambell E. E. B. Application of self-focusing of ps laser pulses for three-dimensional microstructuring of transparent materials // *Appl. Phys. Lett.* 1998. Vol. 72, N 12. P. 1442.
27. Ageev E., Kieu K., Veiko V. P. Modification of photosensitive glass-ceramic Foturan by ultra short laser pulses // *Fundamentals of LaserAssisted Micro and Nanotechnologies.* 2010. Vol. 7996. P. 79960R.
28. Ahn S. K., Kim J. G., Perez-Mendez V., Chang S., Jackson K. H., Kadyk J. A., Wenzel W. A., Cho G. GEM-type detectors using LIGA and etchable glass technologies // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2002. Vol. 49, N 3. P. 870—874.
29. Ruf A., Diebel J., Abraham M., Dietrich T. R., Lacher M. Ultra-long glass tips for atomic force microscopy // *J. Micromechanics Microengineering.* 1996. Vol. 6, N 2. P. 254—260.



30. *Dietrich T. R., Abraham M., Diebel J., Lacher M., Ruf A.* Photoetchable glass for microsystems: tips for atomic force microscopy // *J. Micromechanics Microengineering*. 1993. Vol. 3, N 4. P. 187—189.
31. *Kim J.* Replication of microchannel structures in polymers using laser fabricated glass-ceramic stamp // *Opt. Lasers Eng.* 2007. Vol. 45, N 8. P. 890—897.
32. *Becker H., Arundell M., Harnisch A., Hulsenberg D.* Chemical analysis in photostructurable glass chips // *Sensors Actuators B Chem.* 2002. Vol. 86, N 2—3. P. 271—279.
33. *Dietrich T. R., Freitag A., Scholz R.* Production and Characteristics of Microreactors Made from Glass // *Chem. Eng. Technol.* 2005. Vol. 28, N 4. P. 477—483.
34. *Yunus K., Marks C., Fisher A., Allsopp D. W., Ryan T., Dryfe R. A., Hill S., Roberts E. P., Brennan C.* Hydrodynamic voltammetry in microreactors: multiphase flow // *Electrochem. commun.* 2002. Vol. 4, N 7. P. 579—583.
35. *Itoh N., Stoneham A. M.* *Materials Modification by Electronic Excitation.* Cambridge University Press, 2001.
36. *Stookey S. D.* Chemical Machining of Photosensitive Glass // *Ind. Eng. Chem.* 1953. Vol. 45, N 1. P. 115—118.
37. *Sugioka K., Cheng Y., Midorikawa K.* “All-in-One” Chip Fabrication by 3D Femtosecond Laser Microprocessing for Biophotonics // *J. Phys. Conf. Ser.* 2007. Vol. 59, N 1. P. 533—538.
38. *Khan Malek C. G.* Laser processing for bio-microfluidics applications (Pt. II) // *Anal. Bioanal. Chem.* 2006. Vol. 385, N 8. P. 1362.
39. *Klank H., Kutter J. P., Geschke O.* CO<sub>2</sub>-laser micromachining and back-end processing for rapid production of PMMA-based microfluidic systems // *Lab Chip.* 2002. Vol. 2, N 4. P. 242.
40. *Cheng Y., Xu Z., Xu J., Sugioka K., Midorikawa K.* Three-dimensional Femtosecond Laser Integration in Glasses // *Rev. Laser Eng.* 2008. Vol. 36, N APLS. P. 1206—1209.
41. *Dietrich T. R., Ehrfeld W., Lacher M., Krämer M., Speit B.* Fabrication technologies for microsystems utilizing photoetchable glass // *Microelectron. Eng.* 1996. Vol. 30, N 1—4. P. 497—504.
42. *Brannon J., Greer J., Helvajian H.* *Laser Processing for Microengineering Applications // Microengineering Aerospace Systems.* Aerospace Press, 1999.
43. *Ikushima A. J., Fujiwara T., Saito K.* Silica glass: A material for photonics // *J. Appl. Phys.* 2000. Vol. 88, N 3. P. 1201.
44. *Höland W., Beall G. H.* *Glass-ceramic technology.* American Ceramic Society, 2002. 372 p.
45. *Marcinkevičius A., Juodkazis S., Watanabe M., Miwa M., Matsuo S., Misawa H., Nishii J.* Femtosecond laser-assisted three-dimensional microfabrication in silica // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26, N 5. P. 277.
46. *Davis K. M., Miura K., Sugimoto N., Hirao K.* Writing waveguides in glass with a femtosecond laser // *Opt. Lett.* 1996. Vol. 21, N 21. P. 1729.
47. *Bellouard Y., Said A., Dugan M., Bado P.* Fabrication of high-aspect ratio, micro-fluidic channels and tunnels using femtosecond laser pulses and chemical etching // *Opt. Express.* 2004. Vol. 12, N 10. P. 2120.
48. *Fisette B., Busque F., Degorce J.-Y., Meunier M.* Three-dimensional crystallization inside photosensitive glasses by focused femtosecond laser // *Appl. Phys. Lett.* 2006. Vol. 88, N 9. P. 091104—091106.
49. *Kolobov A. V., Fons P., Frenkel A. I., Ankudinov A. L., Tominaga J., Uruga T.* Understanding the phase-change mechanism of rewritable optical media // *Nat. Mater.* 2004. Vol. 3, N 10. P. 703.
50. *Solis J., Afonso C. N.* Ultrashort-laser-pulse-driven rewritable phase-change optical recording in Sb-based films // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2003. Vol. 76, N 3. P. 331—338.
51. *Siegel J., Gawelda W., Puerto D., Dorronsoro C., Solis J., Afonso C. N., de Sande J. C. G., Bez R., Pirovano A., Wiemer C.* Amorphization dynamics of Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> films upon nano- and femtosecond laser pulse irradiation // *J. Appl. Phys.* 2008. Vol. 103, N 2. P. 023516.
52. *Gawelda W., Siegel J., Afonso C. N., Plausinaitiene V., Abrutis A., Wiemer C.* Dynamics of laser-induced phase switching in GeTe films // *J. Appl. Phys.* 2011. Vol. 109, N 12. P. 123102.
53. *Ferman M. E.* *Ultrafast fiber oscillators // Ultrafast Lasers: Technology and Applications.* Taylor & Francis, 2002.

54. *Gamaly E., Luther-Davies B., Rode A.* Laser-matter interaction confined inside the bulk of a transparent solid // 3D Laser Microfabrication: Principles and Applications. Wiley, 2006.
55. *Shimotsuma Y., Sakakura M., Shimizu M., Miura K., Kazansky P. G., Hirao K.* Three-dimensional nanomodification with ultrafast pulse laser // Fundamentals of Laser Assisted Micro- and Nanotechnologies. 2008. P. 698503.
56. *Talkenberg M., Kreuz E.-W., Horn A., Jacquorie M., Poprawe R.* UV laser radiation-induced modifications and microstructuring of glass // High-Power Lasers and Applications. 2002. P. 258—269.
57. *Hansen W. W., Janson S. W., Helvajian H.* Direct-write UV-laser microfabrication of 3D structures in lithium-aluminosilicate glass // Proc. SPIE 2991 (Photonics West '97). 1997. P. 104—112.
58. *Fernández-Pradas J. M., Serrano D., Serra P., Morenza J. L.* Laser fabricated microchannels inside photostructurable glass-ceramic // Appl. Surf. Sci. 2009. Vol. 255, N 10. P. 5499—5502.
59. *Kim J., Berberoglu H., Xu X.* Fabrication of microstructures in photoetchable glass ceramics using excimer and femtosecond lasers // J. Micro/Nanolithography, MEMS, MOEMS. 2004. Vol. 3, N 3. P. 478.
60. *Fernández-Pradas J. M., Serrano D., Bosch S., Morenza J. L., Serra P.* 3D features of modified photostructurable glass-ceramic with infrared femtosecond laser pulses // Appl. Surf. Sci. 2011. Vol. 257, N 12. P. 5219—5222.
61. *Livingston F. E., Helvajian H.* True 3D volumetric patterning of photostructurable glass using UV laser irradiation and variable exposure processing: fabrication of meso-scale devices // LAMP 2002: Intern. Congress on Laser Advanced Materials Processing. 2003. P. 189—195.
62. *Fuqua P. D., Taylor D. P., Helvajian H., Hansen W. W., Abraham M. H.* A UV Direct-Write Approach for Formation of Embedded Structures in Photostructurable Glass-Ceramics // MRS Proc. 2000. Vol. 624. P. 79.
63. *Kautek W., Livingston F. E., Adams P. M., Helvajian H.* Influence of cerium on the pulsed UV nanosecond laser processing of photostructurable glass ceramic materials // Appl. Surf. Sci. 2005. Vol. 247, N 1. P. 526—536.
64. *Helvajian H., Livingston F. E.* Photophysical processes that activate selective changes in photostructurable glass ceramic material properties // Photon-based Nanoscience and Nanobiotechnology. Vol. 239. Dordrecht: Physica-Verlag, 2007. P. 225—265.
65. *Бережной А. И.* Ситаллы и фотоситаллы. М.: Машиностроение, 1981. 463 с.
66. DARPA/MTO/MEMS Digital Micro-Propulsion Project [Electronic resource]: <<http://design.caltech.edu/micropropulsion/foturan.html>>.
67. *Veiko V. P., Kostyuk G. K., Nikonorov N. V., Rachinskaya A. N., Yakovlev E. B., Orlov D. V.* Fast and reversible phase-structure modifications of glass-ceramic materials under CO<sub>2</sub>-laser action // Advanced Laser Technologies 2006. 2007. P. 66060Q.
68. *Anthony C. J., Docker P. T., Prewett P. D., Jiang K.* Focused ion beam microfabrication in Foturan<sup>TM</sup> photosensitive glass // J. Micromechanics Microengineering. 2007. Vol. 17, N 1. P. 115—119.
69. *Gomez-Morilla I., Abraham M. H., de Kerckhove D. G., Grime G. W.* Micropatterning of Foturan photosensitive glass following exposure to MeV proton beams // J. Micromechanics Microengineering. 2005. Vol. 15, N 4. P. 706—709.
70. *Bettiol A. A., Venugopal Rao S., Sum T. C., van Kan J. A., Watt F.* Fabrication of optical waveguides using proton beam writing // J. Cryst. Growth. 2006. Vol. 288, N 1. P. 209—212.
71. *Miura K., Qiu J., Inouye H., Mitsuyu T., Hirao K.* Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 71, N 23. P. 3329.
72. *Homoelle D., Wielandy S., Gaeta A. L., Borrelli N. F., Smith C.* Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses // Opt. Lett. 1999. Vol. 24, N 18. P. 1311.
73. *Efimov O., Glebov L., Richardson K., Van Stryland E., Cardinal T., Park S., Couzi M., Brunéel J.* Waveguide writing in chalcogenide glasses by a train of femtosecond laser pulses // Opt. Mater. (Amst). 2001. Vol. 17, N 3. P. 379—386.
74. *Glezer E. N., Milosavljevic M., Huang L., Finlay R. J., Her T.-H., Callan J. P., Mazur E.* Three-dimensional optical storage inside transparent materials // Opt. Lett. 1996. Vol. 21, N 24. P. 2023.
75. *Canioni L., Bellec M., Royon A., Bousquet B., Cardinal T.* Three-dimensional optical data storage using third-harmonic generation in silver zinc phosphate glass // Opt. Lett. 2008. Vol. 33, N 4. P. 360.

76. Kawata S., Sun H. B., Tanaka T., Takada K. Finer features for functional microdevices // *Nature*. 2001. Vol. 412, N 6848. P. 697.
77. Nolte S., Will M., Burghoff J., Tuennermann A. Femtosecond waveguide writing: a new avenue to three-dimensional integrated optics // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2003. Vol. 77, N 1. P. 109—111.
78. Fittinghoff D. N., Schaffer C. B., Mazur E., Squier J. A. Time-decorrelated multifocal micromachining and trapping // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2001. Vol. 7, N 4. P. 559—566.
79. Low D. K. Y., Xie H., Xiong Z., Lim G. C. Femtosecond laser direct writing of embedded optical waveguides in aluminosilicate glass // *Appl. Phys. A*. 2005. Vol. 81, N 8. P. 1633—1638.
80. Streltsov A. M., Borrelli N. F. Fabrication and analysis of a directional coupler written in glass by nanojoule femtosecond laser pulses // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26, N 1. P. 42.
81. Kowalevicz A. M., Sharma V., Ippen E. P., Fujimoto J. G., Minoshima K. Three-dimensional photonic devices fabricated in glass by use of a femtosecond laser oscillator // *Opt. Lett.* 2005. Vol. 30, N 9. P. 1060.
82. Minoshima K., Kowalevicz A. M., Hartl I., Ippen E. P., Fujimoto J. G. Photonic device fabrication in glass by use of nonlinear materials processing with a femtosecond laser oscillator // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26, N 19. P. 1516.
83. Martinez A., Dubov M., Khrushchev I., Bennion I. Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser // *Electron. Lett.* 2004. Vol. 40, N 19. P. 1170.
84. Kondo Y., Nouchi K., Mitsuyu T., Watanabe M., Kazansky P. G., Hirao K. Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses // *Opt. Lett.* 1999. Vol. 24, N 10. P. 646.
85. Liu J., Zhang Z., Lu Z., Xiao G., Sun F., Chang S., Fluoraru C. Fabrication and stitching of embedded multi-layer micro-gratings in fused silica glass by fs laser pulses // *Appl. Phys. B*. 2006. Vol. 86, N 1. P. 151—154.
86. Sikorski Y., Said A. A., Bado P., Maynard R., Florea C., Winick K. A. Optical waveguide amplifier in Nd-doped glass written with near-IR femtosecond laser pulses // *Electron. Lett.* 2000. Vol. 36, N 3. P. 226.
87. Psaila N. D., Thomson R. R., Bookey H. T., Kar A. K., Chiodo N., Osellame R., Cerullo G., Jha A., Shen S. Er:Yb-doped oxyfluoride silicate glass waveguide amplifier fabricated using femtosecond laser inscription // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 90, N 13. P. 131102.
88. Bricchi E., Mills J. D., Kazansky P. G., Klappauf B. G., Baumberg J. J. Birefringent Fresnel zone plates in silica fabricated by femtosecond laser machining // *Opt. Lett.* 2002. Vol. 27, N 24. P. 2200.
89. Qiu J., Miura K., Inouye H., Kondo Y., Mitsuyu T., Hirao K. Femtosecond laser-induced three-dimensional bright and long-lasting phosphorescence inside calcium aluminosilicate glasses doped with rare earth ions // *Appl. Phys. Lett.* 1998. Vol. 73, N 13. P. 1763.
90. Ams M., Marshall G. D., Dekker P., Dubov M., Mezentsev V. K., Bennion I., Withford M. J. Investigation of Ultrafast Laser-Photonic Material Interactions: Challenges for Directly Written Glass Photonics // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2008. Vol. 14, N 5. P. 1370—1381.
91. Livingston F. E., Helvajian H. Variable UV laser exposure processing of photosensitive glass-ceramics: maskless micro- to meso-scale structure fabrication // *Appl. Phys. A*. 2005. Vol. 81, N 8. P. 1569—1581.
92. Livingston F. E., Helvajian H. Selective activation of material property changes in photostructurable glass ceramic materials by laser photophysical excitation // *J. Photochem. Photobiol. A Chem.* 2006. Vol. 182, N 3. P. 310—318.
93. Cheng Y., Sugioka K., Midorikawa K., Masuda M., Toyoda K., Kawachi M., Shihoyama K. Three-dimensional micro-optical components embedded in photosensitive glass by a femtosecond laser // *Opt. Lett.* 2003. Vol. 28, N 13. P. 1144.
94. Tantawi K. H. M., Oates J., Kamali-Sarvestani R., Bergquist N., Williams J. D. Processing of photosensitive APEX™ glass structures with smooth and transparent sidewalls // *J. Micromechanics Microengineering*. 2011. Vol. 21, N 1. P. 017001.
95. Fuqua P. D., Janson S. W., Hansen W. W., Helvajian H. Fabrication of true 3D microstructures in glass/ceramic materials by pulsed UV laser volumetric exposure techniques // *Optoelectronics '99 - Integrated Optoelectronic Devices*. 1999. P. 213—220.
96. Livingston F. E., Hansen W. W., Huang A., Helvajian H. Effect of laser parameters on the exposure and selective etch rate in photostructurable glass // *High-Power Lasers and Applications*. 2002. P. 404—412.

97. *Cho S.-H., Kumagai H., Midorikawa K.* Fabrication of internal diffraction gratings in planar silica plates using low-density plasma formation induced by a femtosecond laser // *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 2002. Vol. 197, N 1—2. P. 73—82.
98. *Karam R. M., Casler R. J.* A new 3D, direct-write, sub-micron microfabrication process that achieves true optical, mechatronic and packaging integration on glass-ceramic substrates. 2004 [Electronic resource]: <<http://invenios.com/micro-fabrication-resources/micro-fabrication-articles/>>.
99. *Dittrich P. S., Tachikawa K., Manz A.* Micro total analysis systems. Latest advancements and trends // *Anal. Chem.* 2006. Vol. 78, N 12. P. 3887.
100. *Bellouard Y., Said A. A., Bado P.* Integrating optics and micro-mechanics in a single substrate: a step toward monolithic integration in fused silica // *Opt. Express.* 2005. Vol. 13, N 17. P. 6635.
101. *Lien V., Zhao K., Lo Y.-H.* Fluidic photonic integrated circuit for in-line detection // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 87, N 19. P. 194106.
102. *Bhardwaj V. R., Simova E., Corkum P. B., Rayner D. M., Hnatovsky C., Taylor R. S., Schreder B., Kluge M., Zimmer J.* Femtosecond laser-induced refractive index modification in multicomponent glasses // *J. Appl. Phys.* 2005. Vol. 97, N 8. P. 083102.
103. *Balslev S., Kristensen A.* Microfluidic single-mode laser using high-order Bragg grating and antiguiding segments // *Opt. Express.* 2005. Vol. 13, N 1. P. 344.
104. *Cheng Y., Sugioka K., Masuda M., Shihoyama K., Toyoda K., Midorikawa K.* Optical gratings embedded in photosensitive glass by photochemical reaction using a femtosecond laser // *Opt. Express.* 2003. Vol. 11, N 15. P. 1809.
105. *Cheng Y., Sugioka K., Midorikawa K.* Freestanding optical fibers fabricated in a glass chip using femtosecond laser micromachining for lab-on-a-chip application // *Opt. Express.* 2005. Vol. 13, N 18. P. 7225.
106. *Cheng Y., Sugioka K., Midorikawa K.* Microfluidic laser embedded in glass by three-dimensional femtosecond laser microprocessing // *Opt. Lett.* 2004. Vol. 29, N 17. P. 2007.
107. *Cheng Y., Tsai H. L., Sugioka K., Midorikawa K.* Fabrication of 3D microoptical lenses in photosensitive glass using femtosecond laser micromachining // *Appl. Phys. A.* 2006. Vol. 85, N 1. P. 11—14.
108. *Hwang D. J., Kim M., Hiromatsu K., Jeon H., Grigoropoulos C. P.* Three-dimensional opto-fluidic devices fabricated by ultrashort laser pulses for high throughput single cell detection and processing // *Appl. Phys. A.* 2009. Vol. 96, N 2. P. 385—390.
109. *Pihl J., Sinclair J., Karlsson M., Orwar O.* Microfluidics for cell-based assays // *Mater. Today.* 2005. Vol. 8, N 12. P. 46—51.
110. *Becker H., Gärtner C.* Polymer microfabrication technologies for microfluidic systems // *Anal. Bioanal. Chem.* 2008. Vol. 390, N 1. P. 89—111.
111. *Mijatovic D., Eijkel J. C. T., van den Berg A.* Technologies for nanofluidic systems: top-down vs. bottom-up—a review // *Lab Chip.* 2005. Vol. 5, N 5. P. 492—500.
112. *Shin D. S., Lee J. H., Suh J., Kim T. H.* Correction of a coherent image during KrF excimer laser ablation using a mask projection // *Opt. Lasers Eng.* 2006. Vol. 44, N 6. P. 615—622.
113. *Heyderman L. J., Schiff H., David C., Ketterer B., Auf der Maur M., Gobrecht J.* Nanofabrication using hot embossing lithography and electroforming // *Microelectron. Eng.* 2001. Vol. 57—58. P. 375—380.
114. *Huang X. D., Bao L.-R., Cheng X., Guo L. J., Pang S. W., Yee A. F.* Reversal imprinting by transferring polymer from mold to substrate // *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanom. Struct.* 2002. Vol. 20, N 6. P. 2872.
115. *Gale M. T., Gimkiewicz C., Obi S., Schnieper M., Söchtig J., Thiele H., Westenhöfer S.* Replication technology for optical microsystems // *Opt. Lasers Eng.* 2005. Vol. 43, N 3—5. P. 373—386.
116. *Kikutani Y., Horiuchi T., Uchiyama K., Hisamoto H., Tokeshi M., Kitamori T.* Glass microchip with three-dimensional microchannel network for 2 x 2 parallel synthesis // *Lab Chip.* 2002. Vol. 2, N 4. P. 188.
117. *Cheng C. W., J. Chen. S., Lee P. X., Chien C. W.* Fabrication of microstructures in Foturan glass using infrared femtosecond laser pulses and chemical etching // *Opt. Lasers Eng.* 2010. Vol. 48, N 7—8. P. 811—815.

118. Maselli V., Osellame R., Cerullo G., Ramponi R., Laporta P., Magagnin L., Cavallotti P. L. Fabrication of long microchannels with circular cross section using astigmatically shaped femtosecond laser pulses and chemical etching // *Appl. Phys. Lett.* 2006. Vol. 88, N 19. P. 191107.
119. Wu Y., Jia W., Wang C., Hu M., Ni X., Chai L. Micro-hole fabricated inside FOTURAN glass using femtosecond laser writing and chemical etching // *Opt. Quantum Electron.* 2008. Vol. 39, N 14. P. 1223—1229.
120. Kondo Y., Qiu J., Mitsuyu T., Hirao K., Yoko T. Three-dimensional microdrilling of glass by multiphoton process and chemical etching // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1999. Vol. 38, N 10A. P. L1146—L1148.
121. Crespi A., Gu Y., Ngamsom B., Hoekstra H. J. W. M., Dongre C., Pollnau M., Ramponi R., van den Vlekkert H. H., Watts P., Cerullo G., Osellame R. Three-dimensional Mach-Zehnder interferometer in a microfluidic chip for spatially-resolved label-free detection // *Lab Chip.* 2010. Vol. 10, N 9. P. 1167.
122. Cheng J.-Y., Yen M.-H., Wei C.-W., Chuang Y.-C., Young T.-H. Crack-free direct-writing on glass using a low-power UV laser in the manufacture of a microfluidic chip // *J. Micromechanics Microengineering.* 2005. Vol. 15, N 6. P. 1147—1156.
123. Sakakura M., Terazima M., Miura K., Shimotsuma Y., Hirao K. Dynamics of bulk modification inside glass by femtosecond laser // *Fundamentals of Laser Assisted Micro- and Nanotechnologies.* 2008. P. 698509.
124. Sun H.-B., Xu Y., Juodkasis S., Sun K., Watanabe M., Matsuo S., Misawa H., Nishii J. Arbitrary-lattice photonic crystals created by multiphoton microfabrication // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26, N 6. P. 325.
125. He F., Sun H., Huang M., Xu J., Liao Y., Zhou Z., Cheng Y., Xu Z., Sugioka K., Midorikawa K. Rapid fabrication of optical volume gratings in Foturan glass by femtosecond laser micromachining // *Appl. Phys. A.* 2009. Vol. 97, N 4. P. 853—857.
126. Toratani E., Kamata M., Obara M. Self-fabrication of void array in fused silica by femtosecond laser processing // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 87, N 17. P. 171103.
127. Sun H., Song J., Li C., Xu J., Wang X., Cheng Y., Xu Z., Qiu J., Jia T. Standing electron plasma wave mechanism of void array formation inside glass by femtosecond laser irradiation // *Appl. Phys. A.* 2007. Vol. 88, N 2. P. 285—288.
128. Li Y., Watanabe W., Yamada K., Shinagawa T., Itoh K., Nishii J., Jiang Y. Holographic fabrication of multiple layers of grating inside soda-lime glass with femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 80, N 9. P. 1508.
129. Qiu J., Miura K., Hirao K. Three-Dimensional Optical Memory Using Glasses as a Recording Medium through a Multi-Photon Absorption Process // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1998. Vol. 37, N 4B. P. 2263—2266.
130. Veiko V. P., Kieu Q. K. Phase-structure transformations of glass-ceramics under laser heating as a way to create new micro-optical components and materials // *Laser-Assisted Micro- and Nanotechnologies* 2003. 2004. P. 11—20.
131. Волков В. П., Непокойчицкий А. Г., Сечко А. Г., Скиба П. А. Локально-термическая модификация ситаллов и титансодержащих стекол под действием лазерного излучения. Минск, 1990. С. 37.
132. Veiko V. P., Predko K. G., Volkov V. P., Skiba P. A. Laser formation of micro-optical elements based on glass-ceramics materials // *Miniature and Micro-Optics: Fabrication and System Applications II* (San Diego '92). 1993. P. 361—369.
133. Ho S., Cheng Y., Herman P. R., Sugioka K., Midorikawa K. Direct ultrafast laser writing of buried waveguides in Foturan glass // *Conf. on Lasers and Electro-Optics/Intern. Quantum Electronics Conf. and Photonic Applications Systems Technologies.* 2004. P. CThD6.
134. Veiko V. P., Kieu Q. K., Nikonov N. V. Laser modification of glass-ceramics structure and properties: a new view to traditional materials // *5th Intern. Symp. on Laser Precision Microfabrication.* 2004. P. 119—128.
135. Murotani H., Wakaki M., Kawabata S., Nakamoto K. Fabrication of microlens using CO<sub>2</sub> laser and characterization of formation process // *Optical Science and Technology, the SPIE 49th Annual Meeting.* 2004. P. 226—233.
136. Calixto S., Rosete-Aguilar M., Sanchez-Marin F. J., Castañeda-Escobar L. Rod and spherical silica microlenses fabricated by CO<sub>2</sub> laser melting // *Appl. Opt.* 2005. Vol. 44, N 21. P. 4547.
137. Ornelas-Rodriguez M. Direct laser writing of mid-infrared microelements on polyethylene material // *Opt. Eng.* 2001. Vol. 40, N 6. P. 921.
138. Kawamura K., Hirano M., Kamiya T., Hosono H. Holographic writing of volume-type microgratings in silica glass by a single chirped laser pulse // *Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 81, N 6. P. 1137.

139. *Kösters M., Hsieh H.-T., Psaltis D., Buse K.* Holography in commercially available photoetchable glasses // *Appl. Opt.* 2005. Vol. 44, N 17. P. 3399.
140. *Efimov O. M., Glebov L. B., Smirnov V. I.* Diffractive optical elements in photosensitive inorganic glasses // *Intern. Symp. on Optical Science and Technology.* 2001. P. 39—47.
141. *Glebov L. B.* Volume hologram recording in inorganic glasses // *Proc. of the 1st Intern. Workshop on Glass and the Photonics Revolution.* 2002. P. 73—90.
142. *Schaffer C. B., Brodeur A., García J. F., Mazur E.* Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26, N 2. P. 93.
143. *Bellec M., Royon A., Bousquet B., Bourhis K., Treguer M., Cardinal T., Richardson M., Canioni L.* Beat the diffraction limit in 3D direct laser writing in photosensitive glass // *Opt. Express.* 2009. Vol. 17, N 12. P. 10304.
144. *Ovshinsky S.* Reversible Electrical Switching Phenomena in Disordered Structures // *Phys. Rev. Lett.* 1968. Vol. 21, N 20. P. 1450—1453.
145. *Shportko K., Kremers S., Woda M., Lencer D., Robertson J., Wuttig M.* Resonant bonding in crystalline phase-change materials // *Nat. Mater.* 2008. Vol. 7, N 8. P. 653.
146. *Yamada N.* Erasable phase-change optical materials // *MRS Bull.* 1996. Vol. 21. P. 48.
147. *Lucovsky G., White R.* Effects of Resonance Bonding on the Properties of Crystalline and Amorphous Semiconductors // *Phys. Rev. B.* 1973. Vol. 8, N 2. P. 660—667.
148. *Caravati S., Bernasconi M., Kühne T. D., Krack M., Parrinello M.* Coexistence of tetrahedral- and octahedral-like sites in amorphous phase change materials // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 91, N 17. P. 171906.
149. *Kolobov A. V., Krbal M., Fons P., Tominaga J., Uruga T.* Distortion-triggered loss of long-range order in solids with bonding energy hierarchy // *Nat. Chem.* 2011. Vol. 3, N 4. P. 311.
150. *Fons P., Osawa H., Kolobov A. V., Fukaya T., Suzuki M., Uruga T., Kawamura N., Tanida H., Tominaga J.* Photoassisted amorphization of the phase-change memory alloy Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> // *Phys. Rev. B.* 2010. Vol. 82, N 4. P. 041203.
151. *Li X.-B., Liu X. Q., Liu X., Han D., Zhang Z., Han X. D., Sun H.-B., Zhang S. B.* Role of Electronic Excitation in the Amorphization of Ge-Sb-Te Alloys // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 107, N 1. P. 015501.
152. *Welnic W., Pamungkas A., Detemple R., Steimer C., Blügel S., Wuttig M.* Unravelling the interplay of local structure and physical properties in phase-change materials // *Nat. Mater.* 2005. Vol. 5, N 1. P. 56—62.
153. *Welnic W., Botti S., Reining L., Wuttig M.* Origin of the optical contrast in phase-change materials // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 98, N 23. P. 236403.
154. *Caravati S., Bernasconi M., Parrinello M.* First principles study of the optical contrast in phase change materials // *J. Phys. Condens. Matter.* 2010. Vol. 22, N 31. P. 315801.
155. *Huang B., Robertson J.* Bonding origin of optical contrast in phase-change memory materials // *Phys. Rev. B.* 2010. Vol. 81, N 8. P. 081204.
156. *Terao M., Morikawa T., Ohta T.* Electrical Phase-Change Memory: Fundamentals and State of the Art // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2009. Vol. 48, N 8. P. 080001.
157. *Yamada N., Ohno E., Akahira N., Nishiuchi K., Nagata K., Takao M.* High Speed Overwritable Phase Change Optical Disk Material // *Jpn. J. Appl. Phys. Suppl.* 1987. Vol. 26S4. P. 61—66.
158. *Kitaura H., Ohno E., Nishiuchi K., Yamada N.* No Title // *Proc. of the 11th Symp. Phase change Optical Information Storage (PCOS'99).* 1999. P. 89.
159. *Ohta T.* Phase-change optical memory promotes the DVD optical disk // *J. Optoelectron. Adv. Mater.* 2001. Vol. 3, N 3. P. 609—626.
160. *Simpson R. E., Fons P., Kolobov A. V., Fukaya T., Krbal M., Yagi T., Tominaga J.* Interfacial phase-change memory // *Nat. Nanotechnol.* 2011. Vol. 6, N 8. P. 501.
161. *Kim J., Kim J., Jhi S.-H.* Prediction of topological insulating behavior in crystalline Ge-Sb-Te // *Phys. Rev. B.* 2010. Vol. 82, N 20. P. 201312.

162. Sa B., Zhou J., Sun Z., Tominaga J., Ahuja R. Topological insulating in GeTe/Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> phase-change superlattice // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 109, N 9. P. 096802.
163. Hasan M. Z., Kane C. L. Colloquium: Topological insulators // Rev. Mod. Phys. 2010. Vol. 82, N 4. P. 3045—3067.
164. Moore J. E. The birth of topological insulators // Nature. 2010. Vol. 464, N 7286. P. 194.
165. Raoux S., Wuttig M. Phase Change Materials: Science and Applications. Springer, 2008.
166. Kolobov A. V., Tominaga J. Chalcogenides: Metastability and Phase Change Phenomena. Springer, 2012.

**Сведения об авторах**

- Вадим Павлович Вейко** — д-р техн. наук, профессор; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург; заведующий кафедрой; E-mail: veiko@lastech.ifmo.ru
- Эдуард Игоревич Агеев** — канд. техн. наук; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург; E-mail: ageeved@gmail.com
- Александр Владимирович Колобов** — д-р физ.-мат. наук; Объединенный НИИ промышленных наук и технологий (AIST), Институт нанoeлектроники, Япония; главный научный сотрудник; E-mail: akolobov@aist.go.jp
- Джунджи Томинага** — Ph.D., профессор; Объединенный НИИ промышленных наук и технологий (AIST), Институт нанoeлектроники, Япония; главный научный сотрудник

Рекомендована  
Программным комитетом  
симпозиума

Поступила в редакцию  
14.12.13 г.

УДК 681.7.063

А. А. ПЕТРОВ, С. В. ВАРЖЕЛЬ, А. В. КУЛИКОВ,  
Д. А. ПАЛАНДЖЯН, А. И. ГРИБАЕВ, К. А. КОННОВ

## ЗАПИСЬ РЕШЕТОК БРЭГГА В АНИЗОТРОПНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЭКСИМЕРНОГО ArF ЛАЗЕРА

Продемонстрированы результаты записи решеток Брэгга одиночным импульсом (длительностью 17 нс) ArF эксимерного лазера в анизотропное оптическое волокно с эллиптической напрягающей оболочкой. Представлены результаты экспериментов по визуализации волоконных брэгговских решеток, индуцированных в двулучепреломляющий волоконный световод такого типа.

**Ключевые слова:** волоконная брэгговская решетка, эксимерный лазер, двулучепреломление, фазовая маска.

**Введение.** Первая волоконная брэгговская решетка (ВБР) была получена в 1978 г. [1], 10 лет спустя впервые ВБР была записана в оптическом волокне (ОВ) через боковую поверхность [2]. В настоящее время ВБР широко применяются в различных устройствах волоконной оптики.

Использование ВБР совместно с двулучепреломляющими ОВ позволяет создавать наиболее точные фазовые интерферометрические датчики [3] для измерения различных физических величин. На сегодняшний день ВБР были записаны в двулучепреломляющие ОВ различных типов: с эллиптической сердцевинной [4], „галстук-бабочка“ [5], PANDA [6]. В настоящей работе приведены результаты одноимпульсной записи ВБР ArF эксимерным лазером в двулучепреломляющее ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой [7, 8]. Благодаря

своим уникальным свойствам [9] ОВ такого типа используется для создания прецизионных интерферометрических датчиков, таких как волоконно-оптический гироскоп (ВОГ) [10]. В ВОГ класса точности до  $0,01$  °/ч используется специальная квадрупольная намотка для компенсации температурных дрейфов внутри волоконного контура, которые являются основным источником фазовых шумов. Для создания ВОГ более высокого класса точности требуется разработать активную систему компенсации температурных градиентов внутри волоконного контура.

Волоконные решетки показателя преломления (ПП) широко используются в температурных датчиках [11—13], с их помощью можно измерять температурные градиенты внутри волоконного контура гироскопа, используя массивы ВБР.

Для создания массивов ВБР было выбрано полученное по технологии, представленной в работах [7, 8], двулучепреломляющее ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой, со сложной структурой [9], которая включает в себя сердцевину, круговую изолирующую, эллиптическую напрягающую и круговую внешнюю оболочки. С целью увеличения фоточувствительности ОВ молярная концентрация  $\text{GeO}_2$  в его сердцевине увеличена до 13,3 и 18 % для различных образцов. Повышение фоточувствительности на стадии формирования заготовок позволяет осуществлять запись массивов ВБР в процессе вытяжки ОВ.

Однако при использовании этого метода увеличиваются линейные оптические потери световода. Для используемого в работе двулучепреломляющего ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой с 18 %  $\text{GeO}_2$  потери составляют  $\sim 4,5$  дБ/км на длине волны 1550 нм; с 13,3 %  $\text{GeO}_2$  — 3,5 дБ/км. При этом потери в двулучепреломляющем ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой со стандартной концентрацией  $\text{GeO}_2$  4 %, изготовленном по технологии [7, 8], не превышают 1 дБ/км на длине волны 1550 нм.

**Схема записи ВБР.** В работе применялся эксимерный лазер Optosystems Ltd 7020 с энергией в импульсе  $\sim 350$  мДж, использована газовая смесь  $\text{ArF}$ . Схема записи ВБР представлена на рис. 1 [14].

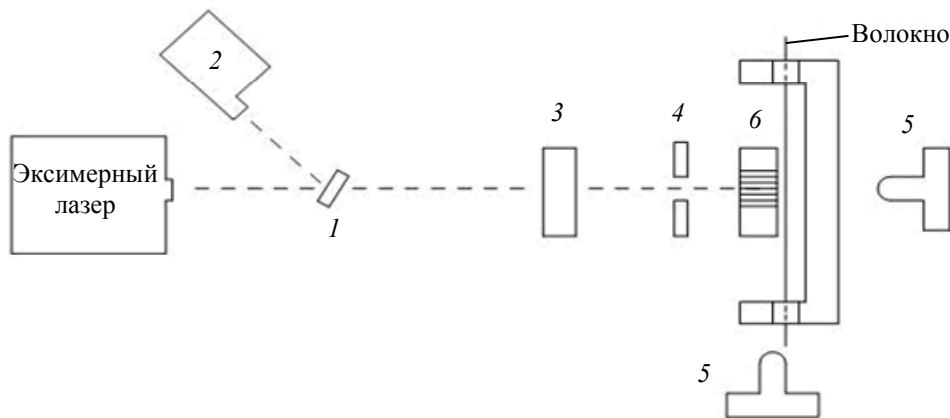


Рис. 1

Лазер генерирует импульсы длительностью 17 нс на длине волны 193 нм с частотой от 1 до 20 Гц. Делитель пучка 1 отклоняет известную долю излучения на измеритель 2. Цилиндрическая линза 3 фокусирует лазерный пучок по одной из осей для достижения требуемой плотности энергии. Щель 4 позволяет изменять длину решетки. Два микроскопа 5 используются для точной установки волокна по отношению к фазовой маске (ФМ) 6.

Одиночный лазерный импульс длительностью 17 нс, проходя через фазовую маску (период ФМ 1057,5 нм) с подавлением нулевого порядка дифракции ( $< 3$  %) на длине волны 193 нм, дифрагирует на +1 и -1 порядки. Интерферирующее излучение порядков +1 и -1 записывает решетку ПП в ОВ, закрепленное вплотную к ФМ в магнитном держателе.



**Результаты.** На рис. 2, *a* продемонстрирован спектр отражения ( $R$ ) ВБР, записанной одиночным импульсом в двулучепреломляющее ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой с концентрацией  $\text{GeO}_2$  18 %. ВБР была записана при средней плотности энергии в импульсе на ОВ около  $450 \text{ мДж/см}^2$ , коэффициент отражения решетки  $\sim 40 \%$ .

Наличие двух пиков отражения на рис. 2, *a* обусловлено тем, что решетка индуцирована в двулучепреломляющее ОВ. Так как эффективный ПП для каждой из выделенных осей анизотропного волокна различен, то и длина волны брэгговского резонанса будет различаться для лучей, распространяющихся по быстрой и медленной оси двулучепреломляющего световода.

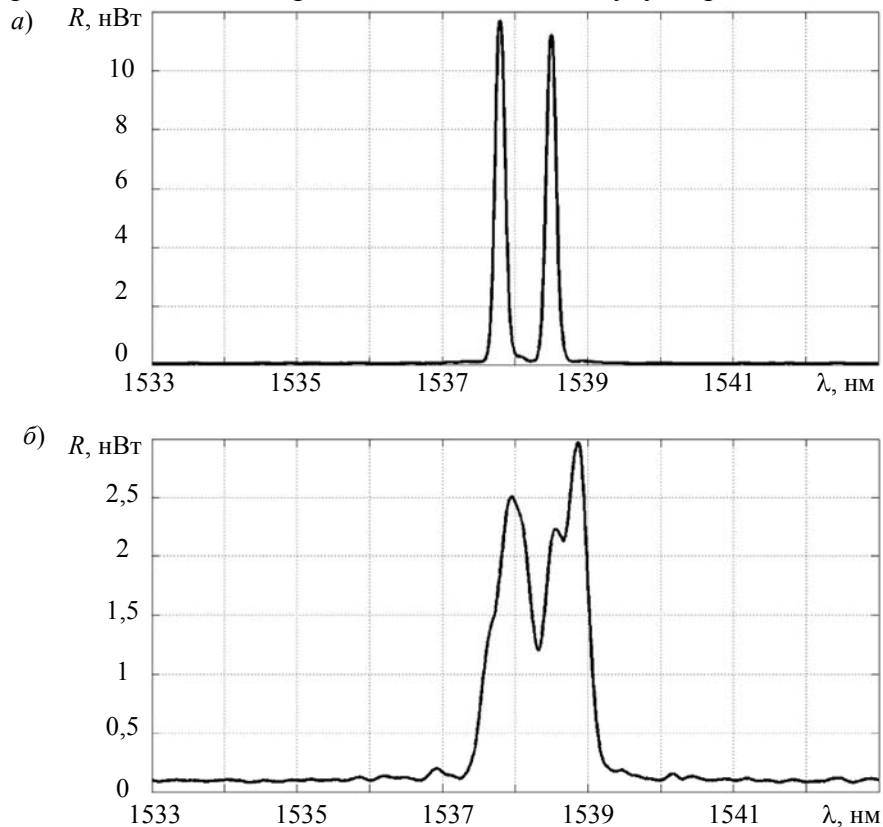


Рис. 2

После повышения средней плотности энергии на ОВ до  $\sim 500 \text{ мДж/см}^2$  ВБР с коэффициентом отражения около 80 % (рис. 2, *б*) была записана в двулучепреломляющее ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой с 18 %  $\text{GeO}_2$ .

Наведенная модуляция ПП ВБР на рис. 2, *a* составляет порядка  $3,6 \cdot 10^{-5}$ , в то время как на рис. 2, *б* может достигать  $10^{-4}$ . Увеличение модуляции ПП ведет к уменьшению рабочей длины решетки, что, в свою очередь, приводит к уширению спектра. Из-за этого уширения пики отражения двух ортогональных поляризаций перекрываются (рис. 2, *б*).

**Визуализация ВБР**, индуцированных в двулучепреломляющее ОВ, впервые была представлена в работе [5], в которой использовалось волокно типа „галстук-бабочка“. Экспериментальные результаты по визуализации ВБР типа II, индуцированных в двулучепреломляющее ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой при  $\text{GeO}_2$  12 и 18 % одиночным импульсом KrF эксимерного лазера, были представлены в работе [15]. В настоящей статье визуализируются ВБР, индуцированные в двулучепреломляющее ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой ( $\text{GeO}_2$  13,3 и 18 %) одиночным импульсом ArF эксимерного лазера.

Изображения решеток были получены на оптическом микроскопе Zeiss Axio Imager.A1. Одноимпульсная запись ВБР создает в оптическом волокне структуру, пространственный период которой соответствует периоду ФМ, оптимизированной под +1 и -1 дифракционные порядки.

На рис. 3, а представлена ВБР, индуцированная в двулучепреломляющее ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой при  $\text{GeO}_2$  18 %. Видно, что решетка локализована вблизи границы между эллиптической и 20-микронной оболочкой. На рис. 3, б приведена ВБР, индуцированная в двулучепреломляющее ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой при 13,3 %  $\text{GeO}_2$ . Видно, что решетка расположена гораздо дальше от сердцевины ОВ, судя по всему — на границе эллиптической оболочки, которая слабо видна. Плохая видимость границы объясняется выравниванием значений ПП с соседними оболочками [15].

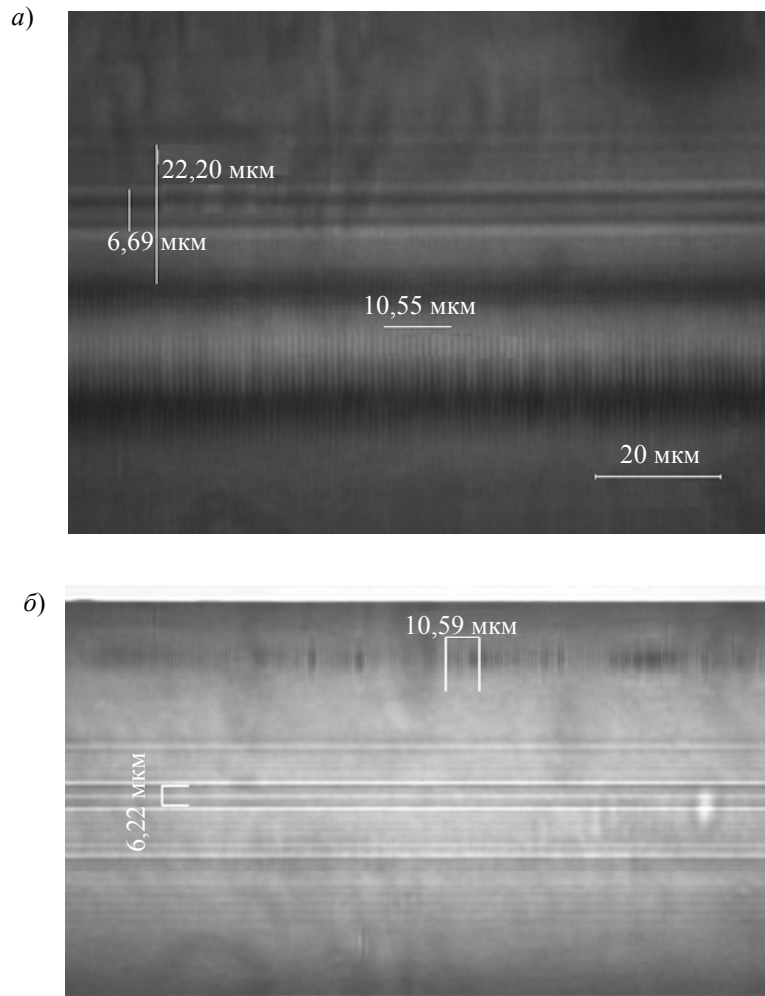


Рис. 3

Наличие в этом двулучепреломляющем ОВ нескольких границ раздела двух сред с различным ПП [9], на которых происходит локализация ВБР [16], может обеспечить запись поляризационно-селективных решеток, воздействующих на быструю или медленную ось анизотропного ОВ. Это может быть использовано в фазовых интерферометрических датчиках.

**Заключение.** В настоящей работе впервые для записи ВБР одиночным импульсом ArF эксимерного лазера было использовано двулучепреломляющее ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой, полученное по технологии [7, 8]. В одноимпульсном режиме записаны решетки с эффективностью до 100 % и низкими вносимыми потерями до 0,5 дБ на решетку.

Экспериментальные результаты по визуализации ВБР, индуцированных в двулучепреломляющее ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой с концентрацией  $\text{GeO}_2$  13,3 и 18 %, показывают, что периодическая структура локализуется вблизи границ раздела двух сред с различным ПП.

Полученные ВБР могут использоваться как в температурных датчиках, так и в измерительных системах нового поколения, таких как волоконно-оптический гидрофон или система мониторинга протяженных объектов (трубопроводы, железные дороги, границы).

Работа поддержана грантом Президента РФ НШ-1364.2014.2, грантами РФФИ 13-02-00033 и 13-02-00971; при государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01), а также при поддержке Министерства образования Минобрнауки РФ, проект 02.G25.31.0044.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hill K. O., Fujii Y., Johnson D. C., Kawasaki B. S. Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication // *Appl. Phys. Lett.* 1978. Vol. 32, N 10. P. 647—649.
2. Meltz G., Morey W. W., Glenn W. H. Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method // *Opt. Lett.* 1989. Vol. 14, N 15. P. 823—825.
3. Мешковкий И. К., Варжель С. В., Беликин М. Н., Куликов А. В., Брунов В. С. Термический отжиг решеток Брэгга при изготовлении волоконно-оптических фазовых интерферометрических датчиков // *Изв. вузов. Приборостроение.* 2013. Т. 56, № 5. С. 91—93.
4. Meltz G., Morey W. W. Bragg grating formation and germanosilicate fiber photosensitivity // *Proc. of SPIE.* 1991. Vol. 1516. P. 185—199.
5. Hill P. C., Atkins G. R., Canning J., Cox G. C., Sceats M. G. Writing and visualization of low-threshold type II Bragg gratings in stressed optical fibers // *Appl. Opt.* 1995. Vol. 34, N 33. P. 7689—7694.
6. Abe I., Góes R. E., Fabris J. L., Kalinowski H. J., Müller M., Fugihara M. C., Falate R., Diesel D. W., Kamikawachi R. C., Barbosa C. L. Production and characterization of refractive index gratings in high-birefringence fibre optics // *Optics and Lasers in Engineering.* 2003. Vol. 39. P. 537—548.
7. Патент № 2 155 359 РФ. Способ изготовления волоконных световодов, сохраняющих поляризацию излучения / М. А. Ероньян. 2000.
8. Буреев С. В., Дукельский К. В., Ероньян М. А., Злобин П. А., Комаров А. В., Левит Л. Г., Страхов В. И., Хохлов А. В. Технология крупногабаритных заготовок анизотропных одномодовых световодов с эллиптической оболочкой // *Оптич. журн.* 2007. Т. 74, № 4. С. 85—87.
9. Bureev S. V., Meshkovskii I. K., Utkin E. Yu., Dukel'skii K. V., Eron'yan M. A., Komarov A. V., Romashova E. I., Serkov M. M., Bisyarin M. A. Minimizing the optical losses in anisotropic single-mode lightguides with elliptical boron germanosilicate cladding // *J. Opt. Technol.* 2012. Vol. 79, N 7. P. 433—436.
10. Meshkovskii I. K., Strigalev V. Ye., Deineka G. B., Peshekhonov V. G., Volynskii D. V., Untilov A. A. Three Axis Fiber Optic Gyroscope: Development and Test Results // *Gyroscopy and Navigation.* 2011. Vol. 2, N 4. P. 208—213.
11. Bartelt H., Schuster K., Unger S., Chojetzki C., Rothhardt M., Latka I. Single-pulse fiber Bragg gratings and specific coatings for use at elevated temperatures // *Appl. Opt.* 2007. Vol. 46, N 17. P. 3417—3424.
12. Yong Zh., Zhan Ch., Lee J., Yin Sh., Ruffin P. Multiple parameter vector bending and high-temperature sensors based on asymmetric multimode fiber Bragg gratings inscribed by an infrared femtosecond laser // *Opt. Lett.* 2006. Vol. 31, N 12. P. 1794—1796.
13. Zhan Y., Wu H., Yang Q., Xiang Sh., He H. Fiber grating sensors for high-temperature measurement // *Optics and Lasers in Engineering.* 2008. Vol. 46. P. 349—354.
14. Варжель С. В., Куликов А. В., Мешковский И. К., Стригалева В. Е. Запись брэгговских решеток в двулучепреломляющем оптическом волокне одиночным 20-нс импульсом эксимерного лазера // *Оптич. журн.* 2012. Т. 79, № 4. С. 85—88.
15. Варжель С. В., Захаров В. В., Виноградова Г. Н., Вениаминов А. В., Стригалева В. Е. Визуализация волоконных решеток Брэгга типа II, индуцированных в двулучепреломляющем волокне с эллиптической напрягающей оболочкой // *Опт. и спектр.* 2013. Т. 114, № 1. С. 129—132.

16. Кукушкин С. А., Осипов А. В., Шлягин М. Г. Образование микропор в оптическом волокне под воздействием импульсного УФ света высокой интенсивности // Журн. техн. физ. 2006. Т. 76, № 8. С. 73—84.

#### Сведения об авторах

- Андрей Анатольевич Петров** — канд. техн. наук, доцент; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург; E-mail: petrovandrey79@gmail.com
- Сергей Владимирович Варжель** — канд. физ.-мат. наук, доцент; Университет ИТМО, кафедра физики и техники оптической связи, Санкт-Петербург; E-mail: vsv187@gmail.com
- Андрей Владимирович Куликов** — канд. техн. наук, доцент; Университет ИТМО, кафедра физики и техники оптической связи, Санкт-Петербург; E-mail: a.kulikov86@gmail.com
- Давид Ашотович Паланджян** — магистрант; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург; E-mail: okamirue@gmail.com
- Алексей Иванович Грибаев** — магистрант; Университет ИТМО, кафедра физики и техники оптической связи, Санкт-Петербург; E-mail: digolu@rambler.ru
- Кирилл Александрович Коннов** — магистрант; Университет ИТМО, кафедра физики и техники оптической связи, Санкт-Петербург; E-mail: kirill-konnov@rambler.ru

Рекомендована  
Программным комитетом  
симпозиума

Поступила в редакцию  
14.12.13 г.

УДК 544.032.65, 537.9

А. А. ПЕТРОВ, В. А. КОЧЕТОВА, А. Д. КОЧЕТОВ,  
Д. А. СИНЕВ, А. А. ЯКУШЕВА

## ЛАЗЕРНАЯ ВЫТЯЖКА СТЕКЛЯННЫХ ВОЛОКОН НАНО- И СУБМИКРОННОГО РАЗМЕРА

Рассмотрен процесс формирования волокон субмикронной толщины на поверхности стеклообразного материала при обработке его сфокусированным излучением волоконного импульсного иттербиевого лазера. Определен химический состав полученных волокон, выявлена природа их возникновения, оценено значение их диаметров (от единиц микрометров до десятков нанометров).

**Ключевые слова:** лазерная вытяжка, субмикронные волокна, нановолокна, стеклообразные материалы.

**Введение.** Активное развитие технологии формирования наноразмерных структур вызывает рост интереса к получению субмикронных волокон из стеклообразных материалов для различных областей применения. Такие волокна, изготовленные из биоактивных материалов, могут служить каркасной структурой для зубных и костных протезов, позволяя улучшать их приживаемость и способствовать наращиванию костной ткани [1]. Вытяжка волокон из стеклообразных материалов под действием сфокусированного лазерного луча считается наиболее перспективной технологией получения протяженных микро- и наноструктур из стеклянных композитов. Авторами работ [2, 3] была предложена схема получения волокон, включающая обработку образцов излучением CO<sub>2</sub>-лазера мощностью  $P \leq 2$  кВт с одновременной высокоскоростной подачей струи аргона, в настоящей работе данные получены с использованием метода, обеспечивающего меньшие

энергозатраты: использованы коммерчески доступный волоконный иттербиевый лазер ( $P \leq 50$  Вт) и промышленная вытяжка.

**Экспериментальные данные.** Вытяжка волокон осуществлялась путем обработки образцов сфокусированным излучением волоконного иттербиевого лазера ИЛМИ-50-1 с плотностью мощности  $q \approx 60$  МВт/м<sup>2</sup>, длительностью импульсов  $\tau = 100$  нс и частотой их следования  $\nu = 50$  кГц; в процессе облучения проводилась тепловизионная и скоростная видеосъемка роста волокон. В результате облучения были получены неупорядоченные скопления волокон различной толщины; на рис. 1 приведены микрофотографии, сделанные с помощью оптического микроскопа Carl Zeiss Axio Imager A1m.

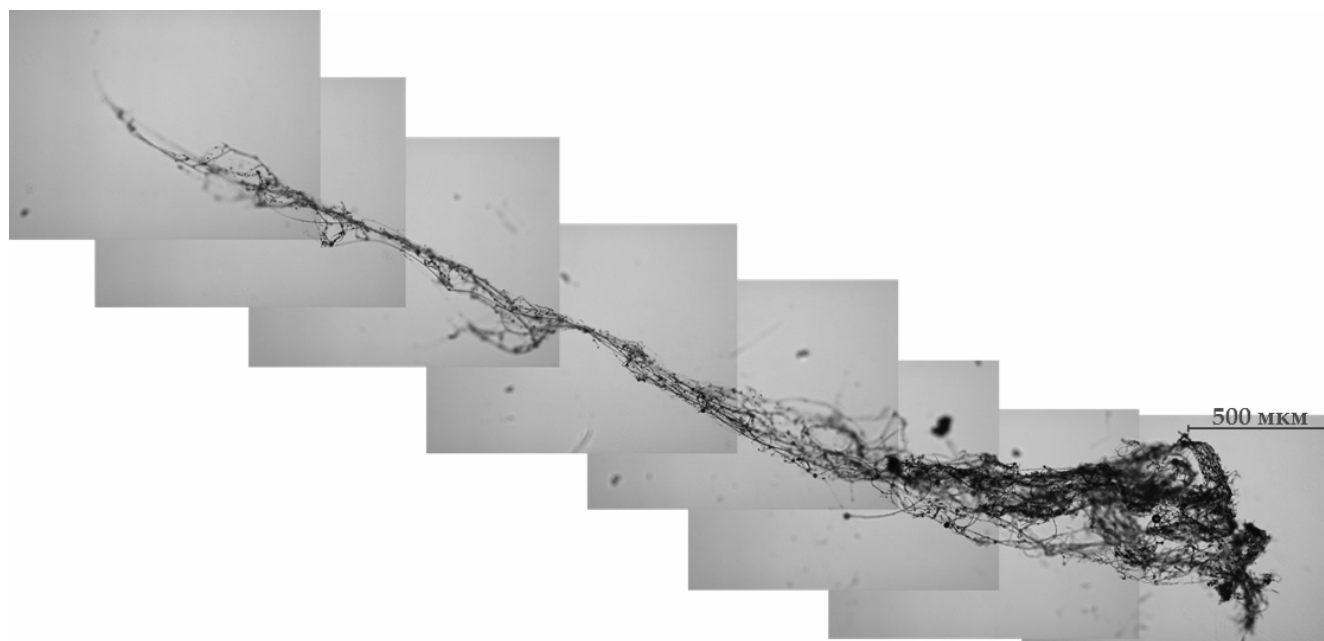


Рис. 1

Прекурсор для вытяжки волокон был подготовлен путем расплавления смеси диоксида кремния  $\text{SiO}_2$  (10 %), борной кислоты НВ (20 %) и свинцового сурика  $\text{Pb}_2\text{PbO}_4$  (70 %) в муфельной печи. Смеси такого состава используются в декоративно-прикладном искусстве для создания художественных эмалей — тонкого разноцветного стеклянного покрытия, нанесенного на медные, золотые, серебряные или алюминиевые пластины [4]. Указанная смесь плавится при температуре около 800 °С, образуя прозрачную стеклообразную массу; цвет ей придают красители, в нашем случае — дихромат калия  $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$  (9 %) и оксид меди  $\text{CuO}$  (91 %), добавленные в основной состав. Концентрация красителя, определяющая оптические характеристики эмали, существенно влияет на поглощение лазерного излучения и формирование волокон. Экспериментальным путем было определено, что наибольший выход продукта может быть получен при концентрации красящих веществ 3,3 % от массы эмали.

Нами были также получены волокна из сходных по составу эмалей, при помощи сканирующей электронной микроскопии (SEM) были обнаружены отдельные волокна диаметром до 100 нм (рис. 2, а, б). Проведенная рентгеновская энергодисперсионная спектроскопия (EDX) образцов волокон показала высокую концентрацию кремния, кислорода и свинца, а также наличие калия, натрия (рис. 2, в), которые, как предполагается, были использованы в качестве красителей для эмалей. На рис. 2, в приведен элементный состав исходного материала.

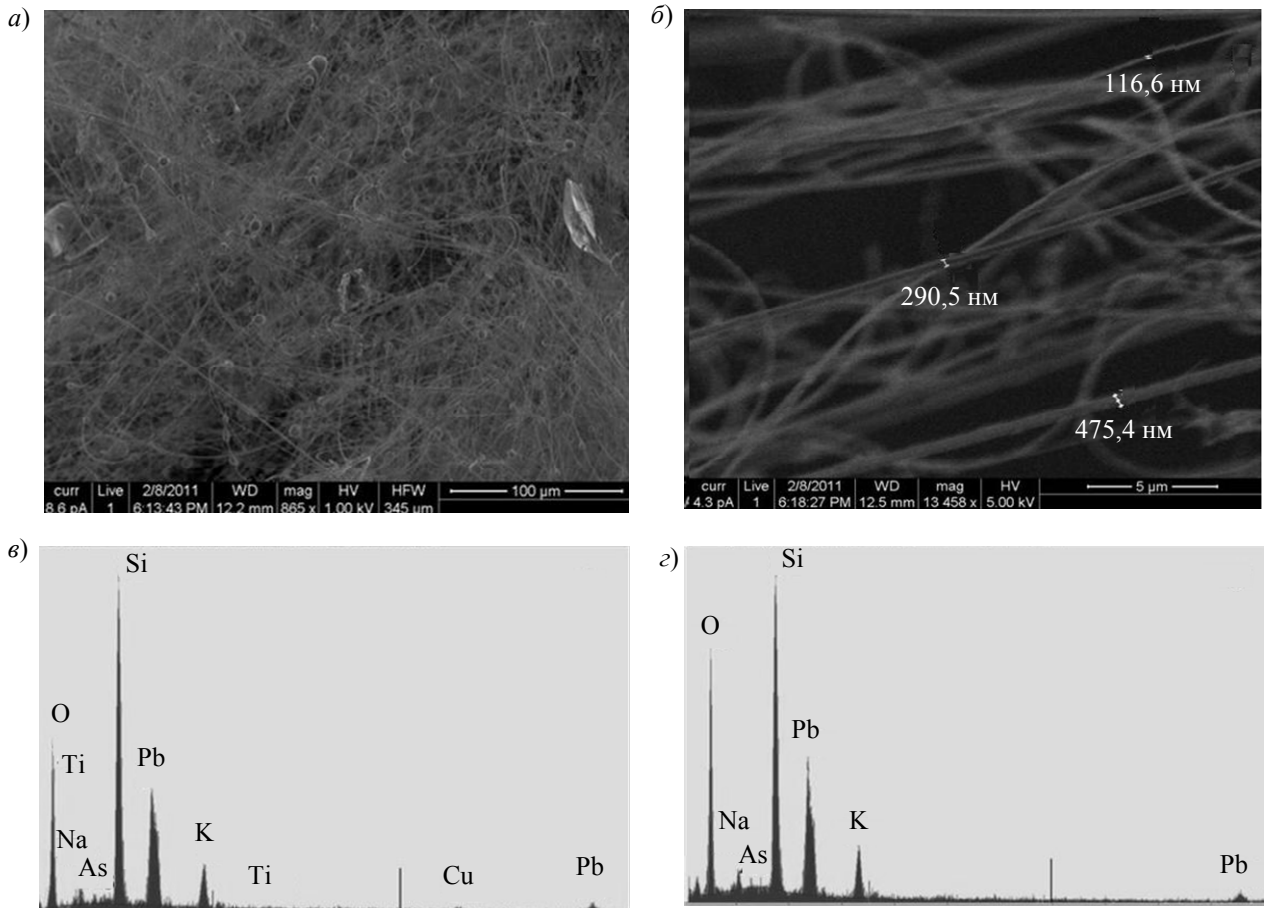


Рис. 2

**Механизм образования волокон.** Ранее исследователями [2] выдвигались две основные теории возникновения волокон: они образуются в процессе вытягивания вязкой жидкости

вслед за вылетающими из ванны расплава горячими затравочными частицами либо оседают из испаренной фазы на неоднородности подложки. Использование в настоящей работе тепловизионной камеры FLIR Titanium 520M для исследования среды образования волокон позволило показать, что температура волокон составляет 45—60 °С (рис. 3), в то время как температура кипения стекла почти на два порядка выше, что свидетельствует в пользу первой теории.

С использованием высокоскоростной камеры AOS X-Motion была выполнена видеозапись процесса вытяжки волокон (скорость 10 000 кадров в секунду).

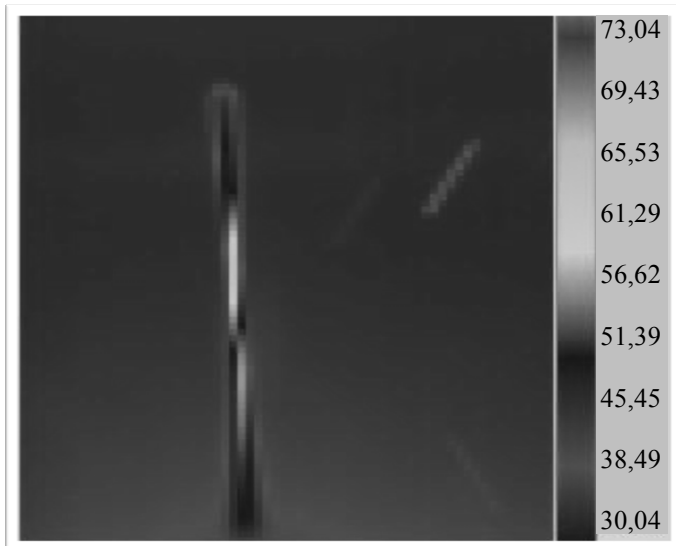


Рис. 3

Предположительно, при лазерном нагреве снижается вязкость до значений, при которых возможна вытяжка достаточно протяженного волокна из капли расплава. На рис. 4, а приведены кадры видеозаписи, на которых отчетливо видно волокно, вытягивающееся вслед за вылетевшей с поверхности капель расплавленной эмали (цифры обозначают время в миллисекундах, прошедшее с момента начала роста волокна), что указывает на направление роста волокон

на от поверхности обработки вверх (скорость порядка 0,3 м/с). Таким образом, зафиксирован процесс вытяжки волокон, а не осаждения из газовой фазы.

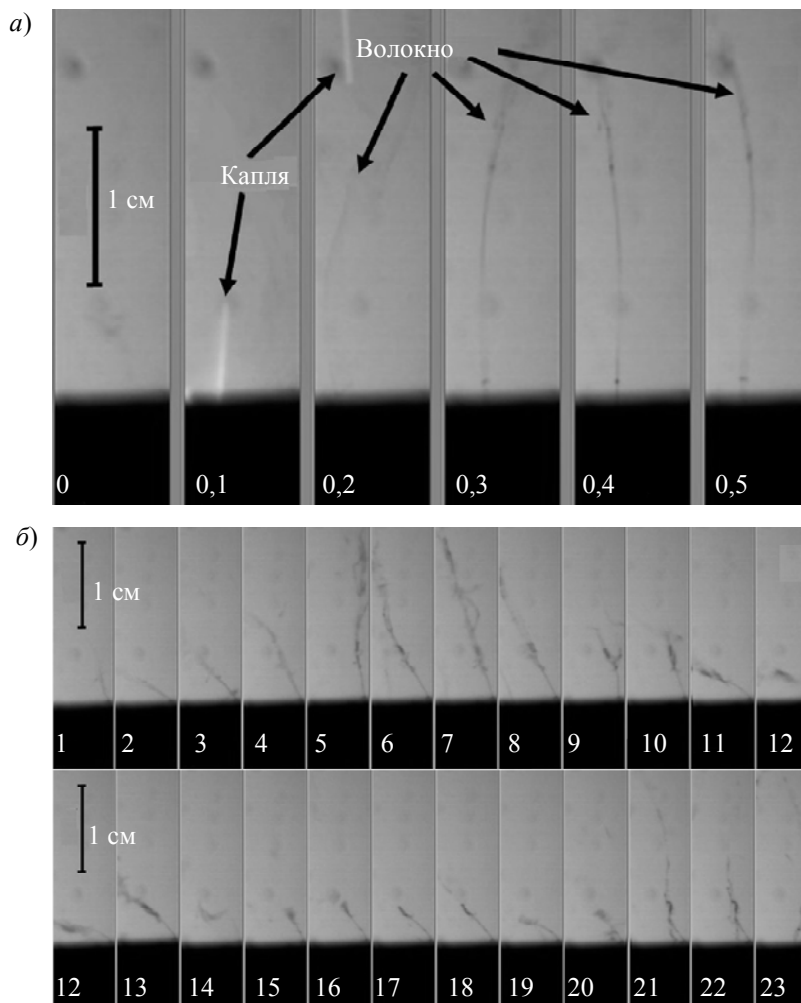


Рис. 4

На рис. 4, б приведен процесс дальнейшего формирования пучка волокон: пучок растет за счет прилипания к нему волокон, улетающих с поверхности под действием воздушных потоков. Из рисунка видно, что на 8-й миллисекунде пучок обрывается, и цикл формирования пучка повторяется.

**Выводы.** В работе было установлено, что процесс роста имеет сложную динамическую структуру: волокна вытягиваются перпендикулярно поверхности, переплетаются, отрываются и прилепляются к более крупным волокнам. Рассмотренный эффект может быть использован для разработки технологии лазерной вытяжки субмикронных и наноразмерных волокон с целью применения их в биомедицине, фотонике и при создании новых материалов.

Авторы особо благодарят И. В. Дьякова, профессора Факультета искусств СПбГУ, и его выпускницу П.О. Дудникову за предоставление некоторых образцов, подвернутых исследованию в ходе настоящей работы; а также А. В. Стовпягу, инженера исследователя кафедры нанотехнологий и материаловедения за помощь в проведении SEM и EDX-анализа.

Работа выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01) и гранта Президента РФ НШ-1364.2014.2.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kim H.-W., Kim H.-E., Knowles J. C. Production and potential of bioactive glass nanofibers as a next-generation biomaterial // Adv. Funct. Mater. 2006. N 16. P. 1529—1535.
2. Quintero F., Pou J., Lusquinos F., Boutinguiza M., Soto R., Perez-Amor F.M. Laser synthesis of amorphous Si–Al oxide nanowires under atmospheric conditions // Appl. Surf. Sci. 2005. N 247. P. 631—635.
3. Quintero F., Dieste O., Pou J., Lusquinos F., Riveiro A. On the conditions to produce micro- and nanofibres by laser spinning // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. N 6. P. 065501.
4. Бреполь Э. Теория и практика ювелирного дела. Л.: Машиностроение, 1982.

**Сведения об авторах**

- Андрей Анатольевич Петров** — канд. техн. наук, доцент; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: petrovandrey79@gmail.com
- Вера Александровна Кочетова** — аспирант; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: kochetova.v@mail.ru
- Андрей Дмитриевич Кочетов** — аспирант; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: user32-dll@mail.ru
- Дмитрий Андреевич Синева** — аспирант; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: sinev\_dm@mail.ru
- Анастасия Анатольевна Якушева** — студентка; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: yakusheva.anastasia@yahoo.com

Рекомендована  
Программным комитетом  
симпозиума

Поступила в редакцию  
14.12.13 г.



Р. А. ЗАКОЛДАЕВ, М. М. СЕРГЕЕВ, Г. К. КОСТЮК, Е. Б. ЯКОВЛЕВ

## ЛАЗЕРНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР В ОБЪЕМЕ ПЛАСТИН ПОРИСТОГО СТЕКЛА, ПРОПИТАННОГО ВОДНЫМ РАСТВОРОМ ГЛИЦЕРИНА

Рассмотрен процесс формирования волноводных структур в объеме пластин пористого стекла, пропитанного водным раствором глицерина и дистиллированной водой, под действием лазерного излучения, слабо поглощаемого материалом пластины.

*Ключевые слова:* лазерно-индуцированное воздействие, локально модифицированная область, объемный волновод, пористое стекло, глицерин.

**Введение.** Стремительное развитие лазерных технологий позволило создать микрооптические элементы различного назначения и устройства из них для широкого применения в оптоэлектронике, интегральной оптике и фотонике [1—3]. Интенсивно исследуются методы формирования модифицированных областей (МО) протяженной формы (размером до 1—10 мкм) в объеме стекла и стеклообразных материалов, прозрачных для формирующей области излучения и сохранения ее функциональности при длительном хранении и эксплуатации. Это обусловлено тем, что именно такие МО востребованы в сфере хранения информации, телекоммуникации, и в технике исследования параметров различных процессов, основными элементами которой являются датчики и сенсоры различного назначения. Основные преимущества использования лазерных технологий при создании МО — возможность управления размерами и формой области посредством управления энергетическими характеристиками формирующего МО излучения, а также бесконтактное воздействие и высокая воспроизводимость результатов.

В настоящее время особое внимание уделяется созданию волноводных элементов, обладающих сложным строением, включающих участки, показатель преломления материала которых отличен от показателя преломления материала пластины. Благодаря сложному строению волноводной структуры расширяются возможности управления оптическими свойствами элемента.

Традиционно для создания МО в объеме материала, прозрачного для формирующего МО излучения, используется технология фемтосекундной лазерной записи. При этом изменение оптических характеристик в объеме прозрачного материала в пределах области фокусировки пучка достигается благодаря высокой плотности мощности ( $10^{10}$ — $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>), приводящей к нелинейному поглощению падающего лазерного излучения. Изменяются оптические свойства области, в частности, показатель преломления, поглощательная способность, нелинейная оптическая восприимчивость материала, возможно возникновение кристаллической структуры.

Высокие стоимость и сложность оборудования технологии обуславливают необходимость разработки лазерных технологий, плотность мощности при реализации которых составит  $10^4$ — $10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, а длительность импульса будет увеличена до  $10^{-6}$ — $10^{-9}$  с. При этом качество получаемых МО не должно уступать качеству МО, сформированных с помощью фемтосекундного лазерного излучения.

Поскольку процессы, протекающие при лазерно-индуцированном формировании МО в стекле, обусловлены как параметрами лазерного излучения — длиной волны, плотностью мощности, длительностью и частотой следования импульсов, так и характеристиками стекла —

составом стеклообразователей, необходим поиск новых оптических материалов, в которых локальное изменение может происходить при меньшем вкладе энергии. Одним из таких материалов является пористое силикатное стекло (ПС) [4]. Преимуществами ПС, по сравнению с другими оптическими материалами, являются высокая термическая, химическая и лучевая стойкость, возможность регулирования в процессе изготовления ПС параметров его каркаса. Помимо того, ПС обладает высокоразвитой структурой, включающей множество каналов и пор. Перечисленные характеристики делают этот материал весьма перспективным для использования в современных лазерных технологиях формирования МО.

Недавно была предложена технология формирования МО сферической формы в объеме пластин ПС, основанная на использовании непрерывного лазерного излучения, слабо поглощаемого материалом [5].

Для формирования МО на пластину ПС воздействовали лазерным излучением, сфокусированным в объем образца, с помощью микрообъектива с увеличением  $10^{\times}$ . Использовалось непрерывное излучение лазерного модуля с длиной волны  $\lambda = 0,8$  мкм и выходной мощностью 120 мВт. Плотность мощности в области фокусировки лазерного излучения составляла  $2,4 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>.

Согласно оценкам работы [6], коэффициент поглощения падающего излучения  $A \approx 0,004$ , следовательно, образец ПС можно было считать оптически прозрачным для формирующего МО излучения. Столь малое поглощение лазерного излучения в области воздействия и, как следствие отсутствие нагрева пластины ПС до температур термоуплотнения (750—900 °С), свидетельствует о том, что процесс формирования МО основан не на термическом эффекте.

В работе [6] было высказано предположение, что формирование МО обусловлено воздействием переменного электрического поля с частотой оптического видимого излучения в области фокусировки пучка и что это воздействие приводит к поляризации вещества и распределению зарядов, которые в процессе облучения создают вторичное постоянное электрическое поле. Это поле, в свою очередь, вызывает перенос вещества из краевых частей МО в ее центральную часть. За счет переноса вещества формируются краевая часть МО, каналы которой частично „освобождены“ от вещества, и центральная часть, каналы которой частично заполнены веществом. Плотность, так же как и показатель преломления, центральной части МО выше, чем у пластины ПС и у краевых частей МО.

Формирование МО сферической формы в объеме пластин ПС, пропитанных жидкостью с высокой поляризующей способностью — глицерином, было рассмотрено в работе [7], результаты которой подтвердили предположение о том, что процесс формирования основан на массопереносе веществ, частично заполняющих каналы ПС.

В настоящей работе приведены результаты исследования процесса формирования волноводных структур в объеме пластин ПС, пропитанных водными растворами с различной концентрацией глицерина — вещества, обладающего высокой поляризующей способностью.

**Экспериментальная часть.** Процессы локальной лазерно-индуцированной модификации исследовались с использованием пластин ПС, представляющих собой матрицу кремнеземного каркаса с пористостью  $\delta = 0,26$  см<sup>3</sup>/см<sup>3</sup> и средним радиусом пор 2—4 нм, следующего состава: 94,73SiO<sub>2</sub>—4,97 В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>—0,30 Na<sub>2</sub>О (возможно присутствие следов Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: ≤0,1 масс. %). В эксперименте использовались плоскопараллельные пластины 15×15×1,5 мм.

Пластины ПС пропитывались чистым глицерином, водным раствором глицерина (глицерин/вода: 0,7/0,3) и дистиллированной водой в течение 72 ч. За 30 мин до начала эксперимента пластины ПС вынимались из жидкости, просушивались с помощью фильтровальной бумаги.

Часть пластин ПС после пропитки была подвергнута „герметизации“ — созданию термоуплотненных слоев на широких поверхностях пластины.

Эксперимент с пластинами ПС проводился на установке (рис. 1), которая содержала: импульсный волоконный иттербиевый лазер 1 с длиной волны излучения  $\lambda = 1,07$  мкм, длительностью импульса  $\tau \sim 100$  нс, частотой следования импульса  $f = 50\text{—}100$  кГц и нестабильностью выходной мощности 1 %; микрообъектив 2 с увеличением  $10\times$ , числовой апертурой 0,25 и фокусным расстоянием  $4,75 \pm 0,25$  мм; координатный стол 3, обладающий тремя степенями свободы и скоростью перемещения 2—20 мкм/с вдоль оптической оси (точность  $\pm 1$  мкм), на котором закреплялась пластина ПС 4; измеритель оптической мощности (ИОМ) 5 Gentec Solo-2M с пироэлектрическим детектором мощности UP19K-110F-N9 (погрешность 1 % от измеряемой величины, эквивалент мощности шума  $\sim 1$  мВт); тепловизионную камеру 6 Flir Titanium 520 M с разрешением по размеру измеряемой области  $30 \times 30$  мкм.

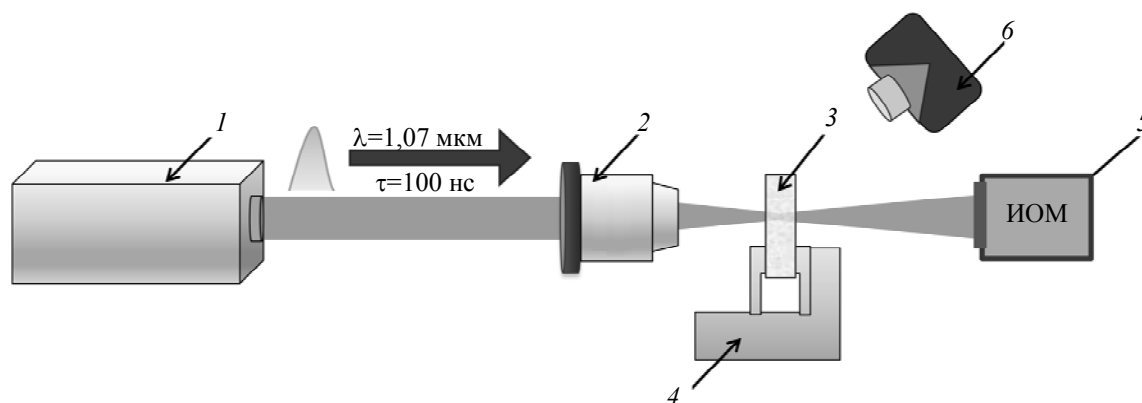


Рис. 1

Фокусировка лазерного излучения производилась с помощью микрообъектива (см. рис. 1, 2), который создавал перетяжку лазерного пучка размером  $d = 25$  мкм в объеме пластины ПС, на глубине 200—400 мкм. Волноводная структура формировалась путем перемещения пластины ПС относительно перетяжки лазерного пучка. Особенности формирования волноводной структуры оптического качества в объеме пластины ПС определялись двумя основными параметрами воздействия: плотностью мощности лазерного излучения и скоростью перемещения пластины относительно пучка. Необходимо, чтобы глубина формирования волноводной структуры соответствовала заданной. В работе [8] было установлено, что показатель преломления пластины ПС, как правило, сначала возрастает от поверхности по направлению к центральной части — границе смыкания фронтов травления — до некоторого значения, а потом понижается. Высокий показатель преломления указывает на большее количество частиц вторичного аморфного кремнезема, гидратированного в порах и каналах ПС, и соответственно на большую вероятность того, что процесс формирования МО в слое с наибольшим показателем закончится успешно. На глубине 200—400 мкм пластины ПС толщиной 1,0—1,6 мм обладают наибольшим показателем преломления [8] и, следовательно, наиболее пригодны для формирования МО.

**Результаты и обсуждение.** Исследовался процесс формирования микрообластей с измененными оптическими свойствами. Время формирования волноводной структуры при сканировании за один проход (со скоростью 3 мкм/с) составляло 660—750 с. Поперечный размер структуры во всех случаях был меньше размера пучка в области перетяжки, что может быть связано с распределением интенсивности в пучке по закону Гаусса, таким образом, плотность энергии, необходимая для формирования МО, достигала необходимых значений только вблизи максимума. Волноводные структуры, сформированные в ПС, пропитанном глицерином

(см. таблицу 1, 2; рис. 2, 1), сохранялись в течение 24 ч, после чего обнаружить их повторно не удалось.

#### Характеристики формирования волноводных структур в объеме пластин ПС

МО	Условия обработки	Параметры лазерной обработки		Размер МО, мкм	Время существования структуры, ч
		$P$ , Вт	число проходов		
1	ПС + глицерин	17,4	1	17	24
2		16,2	1	7	
3	ПС + водный раствор глицерина	17,4	1	5	72
4		16,2	3	9	
5	ПС + вода	16,2	1	5	2
6		16,2	3	15	
7	ПС + водный раствор глицерина + „герметизация“	16,2	1	15	168
8		16,2	3	17	
9		13,6	1	9	

Волноводные структуры, сформированные в ПС, пропитанном водным раствором глицерина (см. таблицу, 3, 4; рис. 2, 2), спустя 72 ч также не удавалось обнаружить. Волноводные структуры, сформированные в ПС, пропитанном дистиллированной водой (см. таблицу, 5, 6), исчезали в течение 2 ч. Деграция МО после формирования может быть связана с перераспределением в ней веществ при прекращении действия внешнего источника напряженности электрического поля.

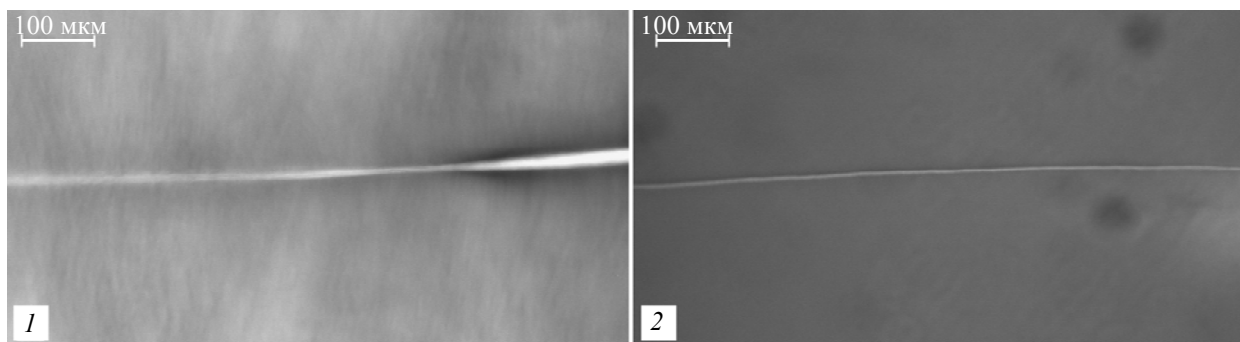


Рис. 2

При исследовании волноводных структур под микроскопом было замечено, что при одинаковых условиях облучения поперечный размер МО в ПС, пропитанном глицерином, больше МО в ПС, пропитанном водным раствором глицерина. Такое различие можно связать с большим дипольным моментом глицерина и большим значением его показателя преломления, по сравнению с аналогичными характеристиками водного раствора глицерина. В связи с этим под действием переменного электрического поля лазерного излучения МО формировалась интенсивно в пластине ПС, пропитанного глицерином, чем в ПС, пропитанном водным раствором глицерина и дистиллированной водой. С другой стороны, высокая вязкость глицерина, по сравнению с вязкостью его водного раствора, а тем более воды, способствует формированию более четкой границы МО—пластина ПС в пластинах, пропитанных чистым глицерином, чем у МО в пластинах ПС, пропитанных водным раствором глицерина или дистиллированной водой.

Для увеличения срока существования МО в объеме ПС выполнялось термоуплотнение поверхности пластин, так называемая „герметизация“, после пропитки, непосредственно перед формированием МО.

В процессе формирования МО температура в зоне облучения достигала 80—90 °С при воздействии на пластину ПС, не прошедшую стадию термоуплотнения ее поверхностей

(см. таблицу, 1—6) и 130—140 °С — в пластинах ПС, поверхности которых были подвергнуты термоуплотнению (см. таблицу, 7—9).

Создание термоуплотненных слоев на широких поверхностях пластины ПС при формировании МО позволяло повышать температуру в области воздействия до 140 °С без разрушения пластины. Кроме того, термоуплотнение поверхности пластин ПС приводило к увеличению времени существования МО более чем в 7 раз, по сравнению с МО, сформированными в пластинах, не прошедших стадию „герметизации“ поверхностей. На рис. 3 приведены фотографии МО, выполненные сразу после формирования (1—3) и спустя 48 ч (4—6), здесь фрагменты 1 и 4 соответствуют МО 3 (см. таблицу); 2 и 5 — МО 4; 3 и 6 — МО 7. Спустя 170 ч после формирования с помощью оптического микроскопа МО обнаружить не удалось.

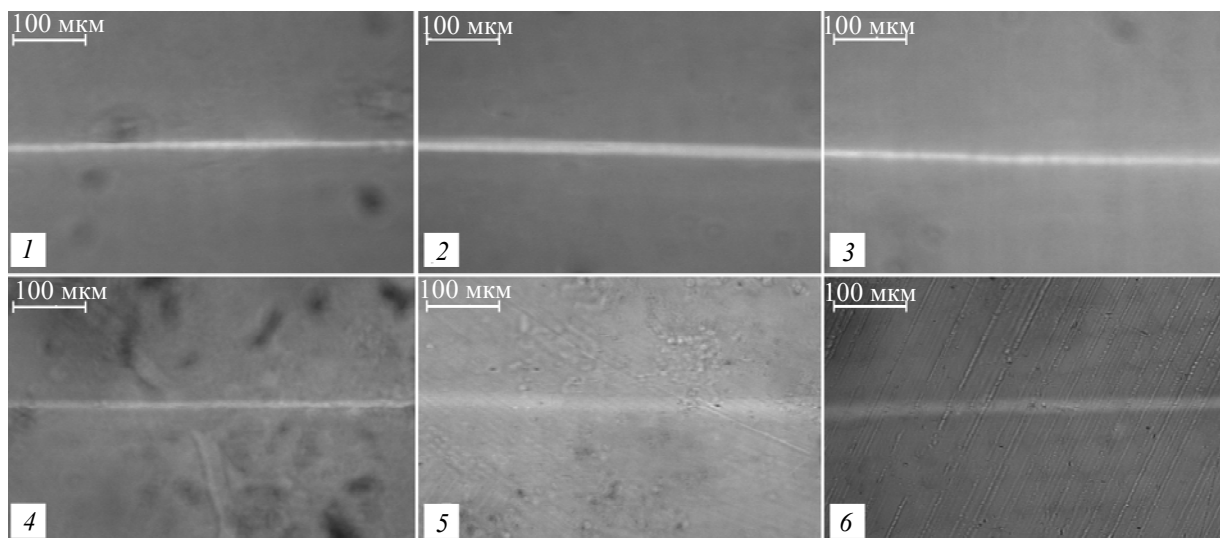


Рис. 3

Процессы деградации МО, приводящие в конечном итоге к их исчезновению, характерные как для МО, сформированных в объеме пластин ПС, подвергнутых (см. рис. 3) и не подвергнутых термоуплотнению, косвенно свидетельствовали о том, что формирование МО осуществлялось за счет массопереноса веществ, которыми частично заполнены каналы кремнеземного каркаса. Тот факт, что исчезновение МО спустя некоторое время происходило в обоих случаях, свидетельствует об отсутствии модификации самого кремнеземного каркаса ПС.

Хотелось бы отметить, что „герметизация“ поверхностей пластин ПС, не обеспечившая длительного сохранения МО в объеме пластин, может оказаться исключительно полезной для долговременной стабилизации оптических характеристик пластин ПС, в котором концентрация какого-либо пропитывающего вещества будет постоянной в объеме пластины. Тем не менее большей стабилизации оптических характеристик [9] МО в объеме ПС можно достичь путем спекания в печи.

**Заключение.** Показана возможность формирования МО протяженной формы в объеме пластин ПС, пропитанных глицерином, водным раствором глицерина и дистиллированной водой.

В результате экспериментов были сформированы МО протяженной формы с поперечным размером 5—17 мкм, при падающей мощности лазерного излучения  $P = 11—13$  Вт (дальнейшее повышение мощности приводило к разрушению образца) за 1—3 прохода.

В ходе исследования МО было установлено, что после прекращения лазерного воздействия начинается процесс выравнивания концентраций тонкодисперсного аморфного гидратированного кремнезема, основанный на диффузии, результатом которого является исчезновение МО.

Выявлено, что термоуплотнение поверхностей пластин способствует увеличению времени существования волноводной структуры.

Работа выполнена при поддержке государственного контракта № 16.740.11.0588, гранта Президента РФ НШ-1364.2014.2, грантов РФФИ 13-02-00971 и 13-02-00033, а также при государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Femtosecond Laser Micromachining: Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials / Ed. by R. Osellame, G. Cerullo, R. Ramponi. Springer, 2012. Vol. 123.
2. Grenier J. R., Fernandes L. A., Herman P. R. Femtosecond laser writing of optical edge filters in fused silica optical waveguides // Optics express. 2013. Vol. 21, N 4. P. 4493—4502.
3. Tölke R. et al. Processing of Foturan® glass ceramic substrates for micro-solid oxide fuel cells // J. of the Europ. Ceramic Society. 2012. Vol. 32, N 12. P. 3229—3238.
4. Варшал Б. Г., Мазурин О. В. Двухфазные стекла: структура, свойства, применение. Л.: Наука, 1991.
5. Костюк Г. К., Сергеев М. М., Яковлев Е. Б. Природа модифицированных областей в объеме стекла, индуцированных лазерным излучением с длиной волны, слабо поглощаемой стеклом // Перспективные материалы. 2013. № 9. С. 43—54.
6. Костюк Г. К., Сергеев М. М., Антропова Т. В., Яковлев Е. Б., Анфимова И. Н. Структурные изменения в пористом стекле под действием лазерного излучения при „холодном“ и термическом уплотнении // Стекло и керамика. 2012. № 12. С. 1—5.
7. Костюк Г. К., Сергеев М. М., Яковлев Е. Б. Формирование модифицированных областей в объеме пропитанных глицерином пластин силикатного пористого стекла под действием лазерного излучения // Физика и химия стекла. 2013. Т. 39, № 5. С. 19—31.
8. Костюк Г. К., Вейко В. П., Роскова Г. П., Цехомская Т. С., Яковлев Е. Б. Показатели преломления высококремнеземных пористых стекол с различной пористостью // Физика и химия стекла. 1989. Т. 15, № 2. С. 231—238.
9. Заколдаев Р. А., Сергеев М. М., Костюк Г. К., Яковлев Е. Б. Определение оптических характеристик локально модифицированных областей сложного строения в объеме кварцoidного стекла // Стекло и керамика. 2013. №12. С. 13—19.

#### Сведения об авторах

- Роман Алексеевич Заколдаев** — магистрант; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: zakoldaev@gmail.com
- Максим Михайлович Сергеев** — аспирант; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: maks-sv-32@yandex.ru
- Галина Кирилловна Костюк** — Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург; старший преподаватель;  
E-mail: kostyuk@lastech.ifmo.ru
- Евгений Борисович Яковлев** — д-р техн. наук, профессор; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: yak@lastech.ifmo.ru

Рекомендована  
Программным комитетом  
симпозиума

Поступила в редакцию  
14.12.13 г.

Т. Н. СОКОЛОВА, Е. Л. СУРМЕНКО, И. А. ПОПОВ, Ю. В. ЧЕБОТАРЕВСКИЙ

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНЫХ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ НА СТЕКЛОУГЛЕРОДНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Рассмотрены возможности использования лазеров с ультракороткими импульсами при обработке поверхности стеклоуглерода, применяемого для изготовления автоэмиссионных катодов. Рассчитано напряженное состояние пластины стеклоуглерода при воздействии пикосекундных лазерных импульсов.

*Ключевые слова:* лазерная обработка, стеклоуглерод, ультракороткий импульс, напряженное состояние.

**Введение.** Подавляющее большинство лазерных технологий, используемых в приборостроении, основано на быстром нагреве обрабатываемого материала сфокусированным излучением до высоких температур и его дальнейшем плавлении или испарении. Несмотря на локальность воздействия, при обработке хрупких материалов это зачастую влечет за собой реструктуризацию обрабатываемого материала и возникновение в окрестностях зоны обработки оплавленных участков или микротрещин. При переходе к более коротким импульсам излучения ( $10^{-8}$ — $10^{-14}$  с) и сверхвысокой интенсивности ( $10^{10}$ — $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) физическая картина взаимодействия излучения с обрабатываемым материалом значительно изменяется. Влияние температуры перестает быть определяющим, и основную роль в механизме разрушения вещества начинают играть процессы непосредственного перехода энергии из возбужденных состояний. В основе взаимодействия излучения с веществом лежит механизм так называемого кулоновского взрыва, сопровождающегося образованием поверхностного облака плазмы.

Однако при обработке хрупких материалов удаление вещества с обрабатываемой поверхности в короткие промежутки времени с высокой скоростью истечения создает в зоне воздействия излучения область высокого давления, способного вызвать разрушение материала за ее пределами. Во избежание этого при формировании микроструктуры автоэмиссионного катода импульсным лазерным излучением должны быть обеспечены такие условия обработки, при которых механическая прочность получаемых острий эмитирующей поверхности не будет отличаться от прочностных характеристик основного материала катода. Поэтому для обоснованного выбора неразрушающих режимов обработки необходимо разработать аналитические способы оценки прочности хрупких материалов при воздействии серии пикосекундных импульсов лазерного излучения с высокой плотностью энергии.

**Математическая модель исследуемого процесса.** В предположении, что объем вещества, удаляемого с поверхности обработки при воздействии одного импульса, в первом приближении может быть представлен в виде кругового цилиндра, в качестве меры механического воздействия лазерного излучения на обрабатываемый материал принято давление

$$P = \rho \frac{\Delta h}{\Delta t} u, \quad (1)$$

порождаемое реактивной силой, возникающей при интенсивном истечении некоторого объема вещества из зоны обработки за один импульс:

$$F = \rho \frac{\Delta v}{\Delta t} u. \quad (2)$$

Здесь  $u$  — скорость истечения обрабатываемого материала;  $\Delta v$  и  $\Delta h$  — объем и толщина слоя вещества, удаляемого за время действия одного импульса лазерного излучения;  $\Delta t$  — время истечения материала из зоны воздействия импульса лазерного излучения;  $\rho$  — плотность обрабатываемого материала,  $t$  — время. Изменение плотности энергии излучения по лазерному пятну вследствие его размера (диаметр 10—50 мкм) не учитывалось.

Параметр  $\Delta t$  позволяет учитывать, что при воздействии импульсов лазерного излучения пикосекундной длительности вынос вещества из зоны обработки продолжается и после окончания импульса [1, 2]. В зависимости от типа обрабатываемого материала и параметров лазерного воздействия это время может значительно превышать длительность импульса и достигать нескольких микросекунд.

При оценке воздействия лазерного излучения на прочностные характеристики необходимо учитывать, что хрупкие материалы могут испытывать пластические деформации только в областях высокотемпературного нагрева [3]. При комнатных температурах такие материалы разрушаются хрупко, без признаков макропластичности, фактически оставаясь упругими во всем интервале нагружения вплоть до их разрушения. Принимая это во внимание и учитывая, что в рассматриваемом процессе не происходит разогрева обрабатываемых материалов за пределами зоны лазерного воздействия, с механической точки зрения будем считать их идеально упругими.

С геометрической точки зрения обрабатываемый объект представлен в виде тонкой прямоугольной пластины, свободно опертой на плоское упругое основание — предметный стол лазерной установки (рис. 1), находящейся под воздействием распределенной нагрузки  $q(x, y, t)$ , эквивалентной оказываемому на нее импульсному давлению:

$$P = \int_0^a \int_0^b q(x, y, t) dx dy \quad (3)$$

с центром приложения в произвольной точке с координатами  $x = \alpha$  и  $y = \beta$ , удовлетворяющими соотношениям:  $r_0 < \alpha < (a - r_0)$  и  $r_0 < \beta < (b - r_0)$ .

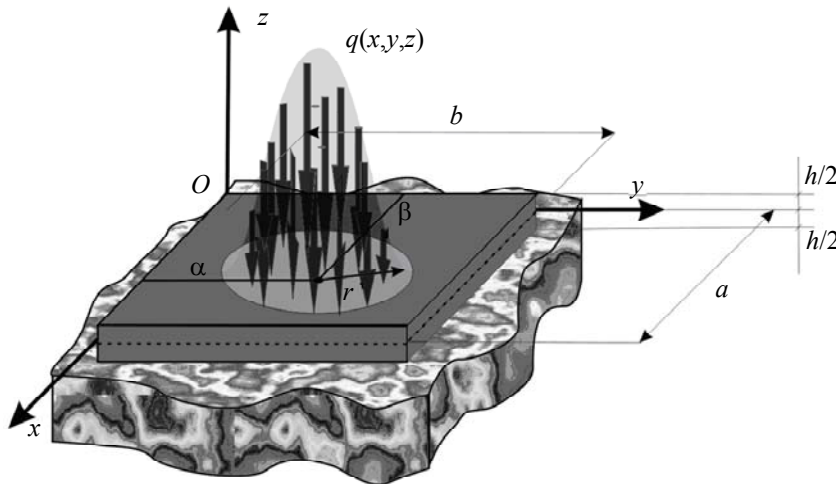


Рис. 1

Обозначим длину, ширину и толщину пластины через  $a$ ,  $b$ , и  $h$  соответственно. Отнесем ее к прямоугольной декартовой системе координат  $Oxyz$ , поместив начало системы координат в одном из углов пластины и расположив оси  $Ox$  и  $Oy$  в срединной плоскости пластины, совместив их с ее боковыми сторонами (см. рис. 1). Влияние упругого основания на напряженно-деформированное состояние пластины учтем в соответствии с моделью Э. Винклера путем введения в ее уравнение движения опорной реакции основания, пропорциональной жестко-



сти основания и прогибу пластины в виде:  $N=k_0w$ , где  $w$  — прогиб срединной плоскости пластины;  $k_0$  — коэффициент жесткости основания, на котором лежит пластина.

Исследование напряженного и деформированного состояния пластины проведем в рамках классической теории Г. Р. Кирхгофа [4], полагая, что края пластины свободно оперты, к ней более не приложены внешние силы, кроме вышеупомянутой импульсной распределенной нагрузки, и в начальный момент времени все ее точки находятся в покое. С учетом принятых допущений получим следующую краевую задачу теории упругости:

$$\left. \begin{aligned} D\nabla^2\nabla^2w+k_0w &= q(x,y,t) - \rho h \frac{\partial^2w}{\partial t^2}, \\ w=0, \frac{\partial^2w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2w}{\partial y^2} &= 0 \text{ при } x=0, a, \\ w=0, \frac{\partial^2w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2w}{\partial x^2} &= 0 \text{ при } y=0, b, \\ w=0, \frac{\partial w}{\partial t} &= 0 \text{ при } t=0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ,  $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$ ,  $E$  — модуль упругости,  $\nu$  — коэффициент Пуассона ма-

териала пластины.

Для импульса лазерного излучения, возникающего в произвольный момент времени  $t = mT_0$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ), зададим функцию  $q(x, y, t)$  в виде произведения:

$$q(x, y, t) = q(x, y) [H_+(t - mT_0) - H_+(t - mT_0 - \Delta t)], \quad (5)$$

где  $T_0$  — период следования импульсов,  $q(x, y)$  — закон изменения распределенной нагрузки по области лазерного воздействия, а  $H_+(t)$  — асимметричная единичная ступенчатая функция Хэвисайда.

С учетом (5) для импульса лазерного излучения получим выражение для прогиба:

$$\begin{aligned} w^{(m)}(x, y, t) &= \frac{1}{h\rho} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_{kn}}{\omega_{kn}^2} \{ [H(t - mT_0) - H(t - mT_0 - \Delta t)] \cdot [1 - \cos \omega_{kn}(t - mT_0)] + \\ &+ H(t - mT_0 - \Delta t) [\cos \omega_{kn}(t - mT_0 - \Delta t) - \cos \omega_{kn}(t - mT_0)] \} \sin\left(\frac{k\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right), \quad (6) \\ &t \geq mT_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \end{aligned}$$

где

$$q_{kn} = \int_0^a \int_0^b q(x, y) \sin \frac{k\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} dx dy, \quad \omega_{kn}^2 = \frac{\pi^4}{\rho h} \left\{ D \left[ \left( \frac{k}{a} \right)^2 + \left( \frac{n}{b} \right)^2 \right]^2 + k_0 h \right\}.$$

Выражение (6) описывает изменение прогиба пластины при воздействии одного импульса лазерного излучения. Для определения параметров прогиба при воздействии серии ( $M+1$ ) импульсов достаточно просуммировать (6) по числу импульсов. После выполнения операции суммирования и ряда преобразований выражение для прогиба при воздействии серии импульсов для  $t \geq mT_0$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ) принимает вид:

$$\begin{aligned}
w^{(M)}(x, y, t) = & \frac{1}{h\rho} [H(t - MT_0) - H(t - MT_0 - \Delta t)] \times \\
& \times \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_{kn}}{\omega_{kn}^2} \left\{ 1 - \cos[\omega_{kn}(t - MT_0)] + C_{kn}^{(M)} \cos \left[ \omega_{kn} \left( t - \frac{M-1}{2} T_0 \right) \right] \right\} \times \\
& \times \sin \left( \frac{k\pi}{a} x \right) \sin \left( \frac{k\pi}{b} y \right) + \frac{1}{h\rho} H(t - MT_0 - \Delta t) \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_{kn}}{\omega_{kn}^2} \left\{ \cos[\omega_{kn}(t - MT_0 - \Delta t)] - \right. \\
& \left. - \cos[\omega_{kn}(t - MT_0)] + C_{kn}^{(M)} \cos \left[ \omega_{kn} \left( t - \frac{M-1}{2} T_0 - \Delta t \right) \right] \right\} \sin \left( \frac{k\pi}{a} x \right) \sin \left( \frac{n\pi}{b} y \right), \quad (7)
\end{aligned}$$

$$\text{где } C_{kn}^{(M)} = \frac{\sin \left( \omega_{kn} \frac{M}{2} T_0 \right)}{\sin \omega_{kn} \frac{T_0}{2}}, \quad \gamma_{kn}^{(M)} = \frac{\pi}{2} - \omega_{kn} \frac{M-1}{2} T.$$

Из (7) следует, что в пластине возникает сложное колебательное движение, являющееся результатом наложения собственных, с круговой частотой  $\omega_{kn}$ , и вынужденных, с частотой следования импульсов, колебаний. При значениях периода следования импульсов лазерного излучения, равных или кратных периоду какой-либо из гармоник собственных колебаний  $T_0 = 2\pi i / \omega_{kn}$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) в слагаемых формулы (7), содержащих коэффициент  $C_{kn}^{(M)}$ , возникает неопределенность типа 0/0. Раскрывая ее по правилу Лопиталья, при достаточно больших значениях  $M$  получим следующее приближенное выражение для прогиба:

$$\begin{aligned}
w^{(M)}(x, y, t) \approx & \frac{M}{h\rho} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_{kn}}{\omega_{kn}^2} \left\{ [H(t - MT_0) - H(t - MT_0 - \Delta t)] \cos \left[ \omega_{kn} \left( t - \frac{M-1}{2} T_0 \right) \right] + \right. \\
& \left. + H(t - MT_0 - \Delta t) \cos \left[ \omega_{kn} \left( t - \frac{M-1}{2} T_0 - \Delta t \right) \right] \right\} \sin \left( \frac{k\pi}{a} x \right) \sin \left( \frac{n\pi}{b} y \right), \quad (8)
\end{aligned}$$

откуда следует, что в пластине возникает явление ударного резонанса, при котором амплитуда колебаний прогиба возрастает пропорционально числу импульсов лазерного излучения. Напряжения, возникающие в пластине, определяются путем подстановки найденных в формулах (6) и (7) значений в известные формулы [4].

В качестве примера рассмотрим поведение заготовки матричного автоэмиссионного катода из монолитного стеклоглериода в процессе формирования эмитирующей структуры на ее поверхности импульсным лазерным излучением. Закон, описывающий распределение нагрузки в пределах пятна лазерного воздействия, задавался в виде:

$$q(x, y, t) = q_0 e^{-\mu((x-\alpha)^2 + (y-\beta)^2)} [H_+(t - mT_0) - H_+(t - mT_0 - \Delta t)],$$

где  $\mu$  — коэффициент сосредоточенности.

Оценка целостности материала заготовки проводилась путем сравнения наибольших расчетных значений интенсивности напряжений с его пределами прочности на сжатие и растяжение.

Ниже приведены результаты анализа расчетов, полученных для заготовки в виде квадратной пластины  $10 \times 10$  мм из монолитного стеклоглериода толщиной 1 мм для следующих параметров:  $E = 1,459 \cdot 10^{12}$  Па;  $\nu = 0,3$ ;  $\rho = 1485$  кг/м<sup>3</sup>,  $u = 10^5$  м/с,  $k_0 = 2,06 \cdot 10^7$  Н/м<sup>3</sup>. Толщина удаляемого с поверхности заготовки слоя  $\Delta h$  при воздействии одного импульса лазерного излучения длительностью 10 пс равна 10 нм. Центр пятна лазерного воздействия радиуса  $r_0 = 20$  мкм во всех рассмотренных случаях совмещен с центром пластины  $x = \alpha = a/2$  и  $y = \beta = b/2$ . Для лазерного импульса длительностью 10 пс, длиной волны 1064 нм и плотностью энергии

излучения  $4 \text{ Дж/см}^2$  время истечения вещества  $\Delta t$  из зоны воздействия радиуса  $r_0$  для стеклоуглерода принято равным  $1,9 \text{ нс}$ .

На рис. 2 показана динамика интенсивности напряжений  $\sigma$  в центре зоны воздействия (кривая 1) и на ее границе (2). В силу кратковременности импульса давления колебательный процесс в пластине за время его действия развиться не успевает. Поэтому в течение действия импульса и непосредственно после его окончания графики поведения напряжений являются гладкими, причем наибольшей величины интенсивность напряжений достигает в момент окончания импульса давления в центральной точке зоны его воздействия.

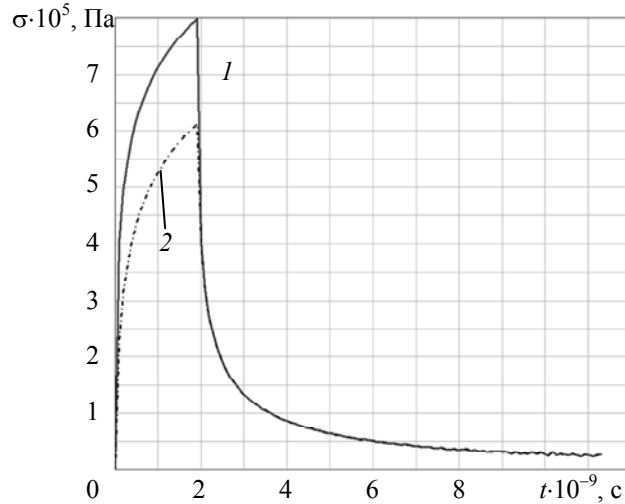


Рис. 2

На рис. 3 приведены графики интенсивности напряжений в различных точках верхней поверхности пластины (1 — в центре пятна давления; 2 — 200, 3 — 400, 4 — 600 мкм от центра) при воздействии серии из шести импульсов лазерного излучения длительностью  $10 \text{ пс}$  с периодом следования  $2 \text{ нс}$ . Начало отсчета времени на оси абсцисс совпадает с моментом воздействия последнего импульса. Из приведенного графика следует, что наибольшего значения интенсивность напряжений достигает в центре пятна лазерного воздействия в момент времени  $t = 1,7 \text{ мкс}$ , значительно превышающий время действия серии импульсов. Такое поведение интенсивности напряжений является следствием сложного колебательного процесса, возникающего в пластине в результате распространения и наложения друг на друга прямых и отраженных упругих волн от каждого из импульсов давления.

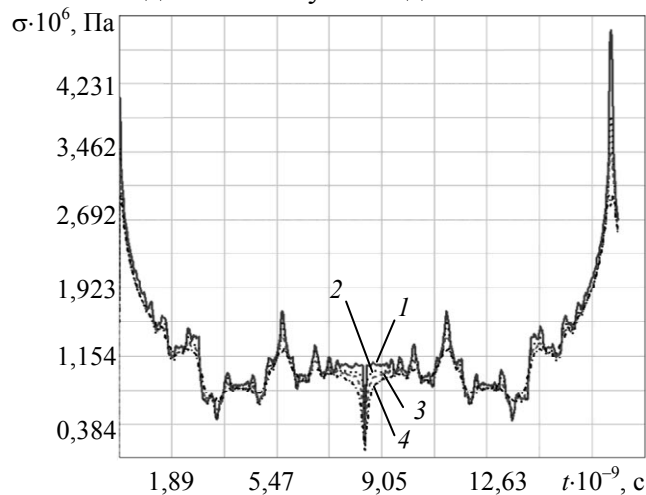


Рис. 3

На рис. 4 показано распределение интенсивности напряжений по верхней поверхности заготовки в момент времени достижения ею наибольшего значения в центре области лазерного воздействия.

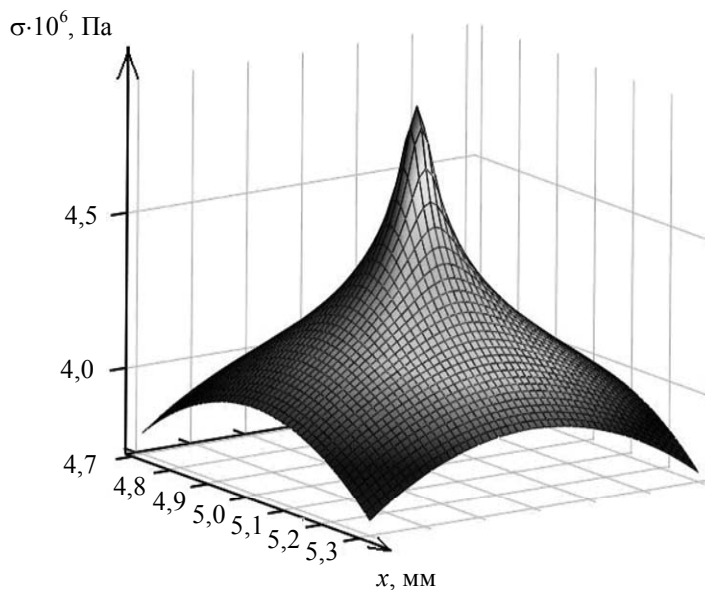


Рис. 4

**Заключение.** Основными параметрами, влияющими на напряженное состояние заготовки при пикосекундном лазерном воздействии, являются длительность импульса и заложенная в него мощность излучения, определяющие объем и скорость выноса вещества из зоны обработки, число и частота следования импульсов в пакете. Во всех приведенных графических результатах численного исследования значения интенсивности напряжений существенно меньше пределов прочности стеклоглериода СУ-2000 на сжатие, растяжение и изгиб. Выбор для графической визуализации именно таких параметров лазерного воздействия позволяет продемонстрировать возможность подбора достаточно просто реализуемых на практике технологических режимов лазерной микрообработки стеклоглериода, не нарушающих его целостность в зоне обработки и за ее пределами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (заявка 14-12-00395) и Минобрнауки РФ (14.В37.21.0746) на оборудовании Поволжского ЦКП „Лазерные и оптические технологии“.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кононенко Т. В., Конов В. И., Гарнов С. В. и др. Сравнительное исследование абляции материалов фемтосекундными и пико/наносекундными лазерными импульсами // Квантовая электроника. 1999. № 28(8). С. 167—172.
2. Sokolova T. N., Popov I. A., Chebotarevsky Y. V., Surmenko E. I. et al. Ultrafast Laser Processing of Glass-Carbon for its Application in Field-Emission Cathodes // Intern. Symp. “Fundamentals of Laser Assisted Micro- and Nanotechnologies”. St. Peterburg, 2013. P. 64.
3. Чеботаревский Ю. В. Построение расчетной модели для исследования напряженного состояния хрупких неметаллических материалов при локальном нагреве с учетом появления пластических деформаций // Межвуз. науч. сб. „Механика деформированных сред“. Саратов: СГТУ, 1985. Вып. 9. С. 49—57.
4. Самуль В. И. Основы теории упругости и пластичности: Учеб. пособие. М.: Высш. школа, 1982. 264 с.

#### Сведения об авторах

**Татьяна Николаевна Соколова**

— канд. техн. наук; Саратовский государственный технический университет им. Ю. А. Гагарина, УИЛ ЛТТ; заведующая лабораторией; НПФ „Прибор-Т“; E-mail: sokolova@pribor-t.ru

**Елена Львовна Сурменко**

— канд. физ.-мат. наук, доцент; Саратовский государственный технический университет им. Ю. А. Гагарина, УИЛ ЛТТ, кафедра сварки и металлургии; ведущий электроник; E-mail: surmenko@yandex.ru

**Иван Андреевич Попов**

— Саратовский государственный технический университет; НПФ „Прибор-Т“; инженер; E-mail: antaresrock@yandex.ru

**Юрий Викторович Чеботаревский**

— д-р техн. наук, профессор; Саратовский государственный технический университет им. Ю. А. Гагарина, кафедра прикладной математики и системного анализа; E-mail: uvich@sstu.ru

Рекомендована  
Программным комитетом  
симпозиума

Поступила в редакцию  
14.12.13 г.

---

---

# МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ

---

---

УДК 534.8

В. П. ВЕЙКО, А. А. САМОХВАЛОВ

## АНАЛИЗ МЕХАНИЗМА ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ ПОД СЛОЕМ ЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ ТЕРМОФЛУКТУАЦИОННОЙ ТЕОРИИ РАЗРУШЕНИЯ

На основе аналитической модели лазерно-индуцированных ударных волн R. Fabbro et al. и термофлуктуационной теории разрушения твердых тел, разработанной С. Н. Журковым, проанализирован механизм лазерной абляции твердого тела под слоем жидкости. Показано, что в таких условиях толщина удаляемого слоя поверхности твердого тела может увеличиваться до трех раз по сравнению с абляцией в воздушной среде.

*Ключевые слова:* лазерная абляция, лазерная плазма, ударная волна, термофлуктуационная теория разрушения, лазерная очистка.

**Введение.** Повышение эффективности лазерной абляции при облучении твердого тела под слоем жидкости (ЛАЗ) связано с появлением ударных волн, имеющих интенсивность много большую, чем в воздушной среде. Непосредственно источником ударной волны служит образующаяся при испарении материала плазма, расширение которой может быть ограничено средой, прозрачной для лазерного излучения и акустически более плотной, чем воздух, что и приводит к усилению импульса давления на подложку.

Так, например, в работах [1, 2], посвященных лазерной очистке мрамора и стен от органических загрязнений, показано, что толщина удаляемого слоя при нанесении жидкости на поверхность увеличивается в два раза по сравнению с методом сухой лазерной очистки. В обзоре [3] представлены многочисленные экспериментальные данные различных работ по лазерной обработке (абляции) находящихся под слоем жидкости металлов, различных сплавов, полупроводников, керамик, полимеров. Отмечено, что в большинстве случаев наблюдается увеличение глубины аблируемого слоя в два-три раза по сравнению с лазерной абляцией в воздушной среде.

Для описания лазерной абляции при умеренной плотности лазерного излучения часто используется тепловая модель [4], в которой кинетика испарения описывается законом Аррениуса. Результаты расчета по этой модели хорошо согласуются с экспериментальными данными для случая лазерной абляции твердых тел в воздушной среде.

Цель настоящей работы состояла в том, чтобы дополнить существующую тепловую модель абляции за счет имеющихся в литературе данных по лазерно-индуцированным ударным волнам и термофлуктуационной теории разрушения твердых тел для описания процесса ЛАЗ.

**Модель R. Fabbro и теория С. Н. Журкова для описания механизма лазерной абляции под слоем жидкости.** Описываемая схема абляции с ограничивающей расширением плазмы средой (*confined media*) и ее основные закономерности приведены в работах R. Fabbro et al. [5—8], где предложена и экспериментально подтверждена аналитическая модель, из ко-

торой можно определить максимальное давление, действующее на подложку, при плотности мощности до  $10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. Выражение для давления плазменного факела на подложку имеет вид [5]:

$$P = 0,1 \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha + 3}} ZQ, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент, определяющий долю лазерной энергии, перешедшей в тепловую энергию плазменного факела;  $Z$  — акустический импеданс поглощающей среды, кг/м<sup>2</sup>с;  $Q$  — плотность мощности лазерного излучения, Вт/м<sup>2</sup>. Таким образом, можно получить оценки максимального давления на подложку при ЛАЖ.

Но для объяснения экспериментально наблюдаемого увеличения толщины удаляемого слоя материала в условиях ЛАЖ представляет интерес применить термофлуктуационную (кинетическую) теорию разрушения твердых тел. Согласно теории академика С. Н. Журкова, причиной разрушения твердых тел являются тепловые флуктуации, а внешние напряжения лишь увеличивают вероятность разрыва химических связей [9]. Усиление механического воздействия ударной волны при наличии слоя жидкости снижает энергию активации процесса разрушения твердого тела, чем, вероятно, и объясняется увеличение глубины аблируемого слоя. Уравнение Журкова для долговечности (срока службы) материала  $\tau$  имеет следующий вид [9]:

$$\tau = \tau_0 \exp \frac{U - \gamma\sigma}{k_B T}, \quad (2)$$

где  $\tau_0$  — период тепловых колебаний атомов ( $10^{-12}$ — $10^{-13}$  с);  $U$  — энергия активации самопроизвольного разрыва (например, полимерной цепи), Дж/моль;  $\sigma$  — внешнее напряжение, Па;  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана;  $\gamma$  — структурно-чувствительный коэффициент, определяющий интенсивность снижения потенциального барьера, м<sup>3</sup>.

Коэффициент  $\gamma$  (параметр Журкова) сильно зависит от степени дефектности и структуры материала, его можно выразить через механические свойства материала [9]:

$$\gamma = \frac{c_V}{E\alpha_L}, \quad (3)$$

где  $c_V$  — атомная теплоемкость, Дж/К;  $E$  — модуль упругости, Па;  $\alpha_L$  — коэффициент теплового линейного расширения, К<sup>-1</sup>.

Именно от величины  $\gamma\sigma$  (в этом случае  $\sigma \equiv P$ ) в показателе экспоненты уравнения (2) зависит снижение энергии (температуры) активации процесса разрушения за счет внешних механических напряжений. Поэтому формулу для толщины удаляемого слоя при сухой лазерной абляции из работы [4] можно записать для условий влажной лазерной абляции в следующем виде, обозначив через  $\Delta$  величину  $\gamma\sigma/k$ :

$$h_{\text{вл}} = \sqrt{2\pi} \nu_0 \tau_{\text{и}} \sqrt{\frac{T_s}{T_a - \Delta}} \exp\left(-\frac{T_a - \Delta}{T_s}\right), \quad (4)$$

где  $\tau_{\text{и}}$  — длительность импульса, с;  $T_s$  — температура поверхности, К;  $T_a$  — температура активации процесса (при абляции органических материалов — 18 000 К);  $\nu_0 \sim 10^3$  м/с [4].

**Оценка глубины удаляемого слоя при влажной лазерной абляции по уточненной теории.** Проведем оценку глубины аблируемого слоя на примере влажной и сухой лазерной очистки поверхности от лакокрасочного покрытия (ЛКП), в качестве ЛКП возьмем эпоксидную смолу ЭД-20, физико-химические свойства которой приведены в работах [10, 11].

На рис. 1 представлена вычисленная по формуле (1) зависимость давления плазменного факела на подложку от плотности мощности лазерного излучения в диапазоне  $(0,1 - 2) \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, характерном для лазерной очистки поверхностей ( $r=0,999$  — коэффициент корреляции).

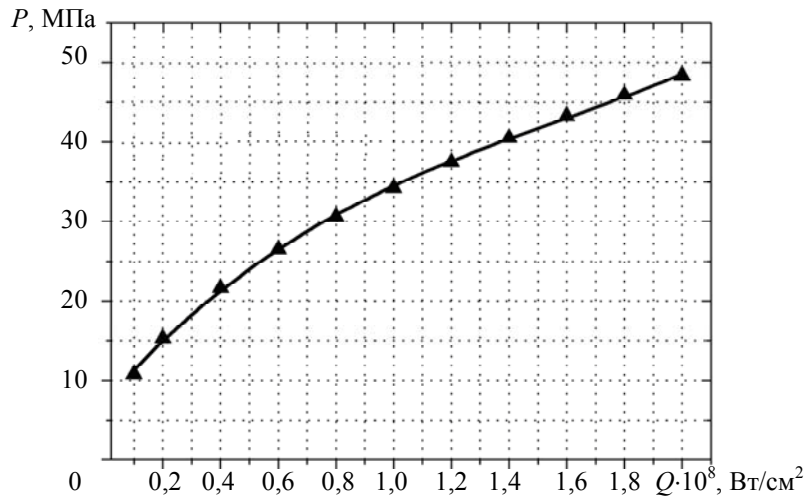


Рис. 1

Для нахождения температуры поверхности численно решалось одномерное уравнение теплопроводности с соответствующими граничными и начальными условиями:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \alpha_S Q_L \exp(-\alpha_S z),$$

$$T|_{z,0} = T_0,$$

$$T|_{z=\infty,t} = T_0,$$

$$\frac{\partial T}{\partial z}|_{0,t} = 0,$$

где  $\rho$  — плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $C$  — теплоемкость, Дж/кг·К;  $k$  — коэффициент теплопроводности, Вт/м·К;  $\alpha_S$  — показатель поглощения материала, м<sup>-1</sup>;  $Q_L = I_0(t)(1 - R)$  — поглощенная плотность мощности лазерного излучения, Вт/м<sup>2</sup>;  $R$  — коэффициент отражения поверхности;

$I_0(t) = Q_0 \frac{2,71t}{0,4\tau} \exp\left(-\frac{t}{0,4\tau}\right)$  — временной профиль лазерного импульса ( $\tau=200$  нс), с;  $T_0$  — начальная температура.

В расчетах использовались следующие значения параметров:  $k=0,2$  Вт/м·К;  $\rho=1250$  кг/м<sup>3</sup>;  $C=1200$  Дж/кг·К;  $\alpha=0,3 \cdot 10^7$  м<sup>-1</sup>;  $v_0=3 \cdot 10^3$  м/с;  $T_a=18\,000$  К;  $R=0,04$ .

На рис. 2 приведена временная зависимость температуры поверхности при лазерной очистке (удалении слоя эпоксидной смолы) для различных значений плотности мощности: 1 —  $2 \cdot 10^8$ , 2 —  $10^8$ , 3 —  $6,4 \cdot 10^7$ , 4 —  $3,3 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>.

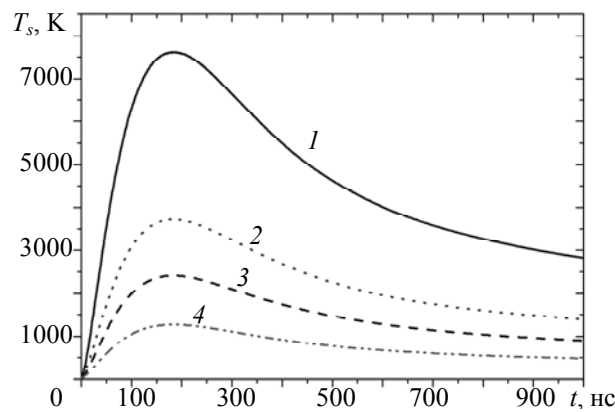


Рис. 2



Для определения толщины удаленного слоя найденные значения температуры поверхности были подставлены в формулу (4) — в случае влажной лазерной очистки при  $\Delta=\gamma P/k$ , для случая сухой лазерной очистки также использовалась формула (4), но при  $\Delta=0$ .

На рис. 3 приведена рассчитанная зависимость толщины удаленного слоя от плотности мощности лазерного излучения при: 1 — влажной, 2 — сухой лазерной очистке поверхности от эпоксидной смолы.

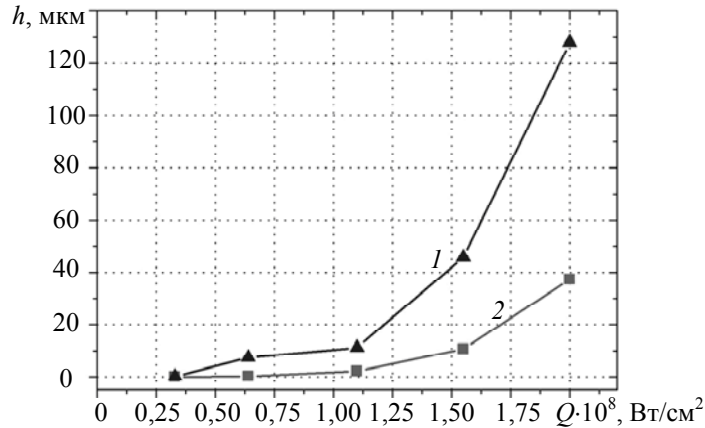


Рис. 3

Как видно из рис. 3, толщина удаленного слоя в случае влажной лазерной очистки для максимальной плотности мощности практически в три раза превосходит толщину при сухом методе очистки.

Отметим, что в тепловой задаче не учитывались возможные процессы экранировки (за счет плазмообразования, поглощения в жидкости и т.д.) при обоих методах лазерной очистки. Поэтому значения температуры являются оценочными.

**Закключение.** По результатам расчетов можно утверждать, что введение коэффициента, учитывающего влияние механического воздействия, в выражение для толщины аблированного слоя правомерно, и именно воздействие ударных волн является основным фактором, определяющим экспериментально наблюдаемое увеличение эффективности лазерной абляции твердых тел под слоем жидкости.

Разработка строгих и подробных физической и математической моделей, учитывающих весь спектр явлений при ЛАЖ, позволит детализировать описание процесса абляции.

Отметим также, что полученные теоретические результаты должны быть верифицированы экспериментально для случая различных материалов.

Работа поддержана грантом Президента РФ НШ-1364.2014.2, грантами РФФИ 13-02-00033 и 13-02-00971, а также при государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhang J., Birnbaum A. J., Yao Y. L., Xu F., Lombardi J. R. Mechanism and Prediction of Laser Wet Cleaning of Marble Encrustation // J. of Manufacturing Science and Engineering. 2008. Vol. 130. P. 031012.
2. Sanjeevan P., Klemm A. J., Klemm P. Removal of graffiti from the mortar by using Q-switched Nd:YAG laser // Appl. Surf. Science. 2007. Vol. 253. P. 8543—8553.
3. Kruusing A. Underwater and water-assisted laser processing: Pt. 2—Etching, cutting and rarely used methods // Optics and Lasers in Engineering. 2004. Vol. 41. P. 329—352.
4. Анисимов С. И., Лукьянчук Б. С. Избранные задачи теории лазерной абляции // УФН. 2002. Т. 172. С. 301—333.
5. Fabbro R., Fournier J., Ballard P., Devaux D., Virmont J. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68. P. 775.

6. Peyre P., Fabbro R. Laser shock processing: a review of the physics and applications // Optical and Quantum Electronics. 1995. Vol. 27. P. 1213—1229.
7. Devaux D., Fabbro R., Virmont J. Generation of shock waves by laser-matter interaction in confined geometries // J. de Phys. IV. Coll. C7, suppl. au J. de Physique III. 1991. Vol. 1. P. 179—182.
8. Ballard P., Fournier J., Fabbro R., Frelat J. Residual stresses induced by laser-shocks // J. de Phys. III. Coll. C3, suppl. au J. de Physique III. 1991. Vol. 1. P. 487—494.
9. Бартенев Г. М. Прочность и механизм разрушения полимеров. М.: Химия, 1984. 240 с.
10. Ли Г., Невилл К. Справочное руководство по эпоксидным смолам. М.: Энергия, 1973. 415 с.
11. Справочник по композиционным материалам / Под ред. Дж. Любина. М.: Машиностроение, 1988. Кн. 1. 448 с.

#### Сведения об авторах

**Вадим Павлович Вейко**

— д-р техн. наук, профессор; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: veiko@lastech.ifmo.ru

**Андрей Александрович Самохвалов**

— канд. техн. наук; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: andrugko@list.ru

Рекомендована  
Программным комитетом  
симпозиума

Поступила в редакцию  
14.12.13 г.

УДК 536.775

В. П. ВЕЙКО, А. А. СЛОБОДОВ, Г. В. ОДИНЦОВА

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ХИМИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ ПРИ АНАЛИЗЕ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МЕТАЛЛЫ

Предложен расчетный термодинамический метод определения (с учетом кинетических ограничений) зависимости фазово-химического состава поверхности металлов и сплавов, формируемой при лазерном окислении в атмосфере, от их компонентного состава, условий лазерного облучения на примере лазерного нагрева в воздухе технического титана ВТ1-0.

**Ключевые слова:** лазерные технологии, физическая химия, тонкие пленки, лазерное облучение металлов, термодинамика, расчет, титан.

**Введение.** Известно, что при нагревании титана (как и других металлов и сплавов) за счет химического взаимодействия с атмосферой на его поверхности образуются цветные интерференционные пленки [1]. При лазерном воздействии этот эффект может быть локализован в пределах зоны облучения, что позволяет, например, разработать технологию цветной лазерной маркировки [2]. Для реализации возможности „лазерного управления“ интерференционными цветами требуется детальная информация о физико-химических процессах, протекающих на поверхности, в том числе о химическом и фазовом составе полученных пленок.

Несмотря на значительное число работ по этой тематике [3—5], не определено, что служит изменению цвета: собственные цвета оксидов металлов различного состава или интерференция в тонком оксидном слое. Также разные авторы существенно расходятся при определении состава образующихся на одном и том же металле пленок, соответствующих одному и тому же цвету. Также расхождения вызваны в основном сложностью интерпретации

результатов, полученных различными экспериментальными методами, такими как сканирующая электронная микроскопия, энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия, спектроскопия вынужденного комбинационного рассеяния и др.

В настоящей работе предложен расчетный термодинамический метод определения зависимости фазово-химического состава поверхности металлов и сплавов, формируемой при лазерном воздействии в атмосфере, от их компонентного состава, условий лазерного облучения и состава атмосферы [6].

**Экспериментальные результаты.** Процессы лазерного окисления изучались на образцах технического титана (марка ВТ1-0) толщиной 1 мм. Поверхность размером 5×5 см облучалась сканирующим пучком волоконного лазера на длине волны  $\lambda = 1,06$  мкм со средней мощностью  $P_{cp} = 1—20$  Вт, длительностью  $\tau = 100$  нс и частотой следования  $f = 10—100$  кГц импульсов при плотности мощности  $q = (0,1—1,8) \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Металл окрашивался при построчном сканировании его поверхности последовательностью лазерных импульсов (диаметр пучка  $d_0$ ) при заданных плотности мощности излучения и перекрытиях в направлениях  $X$  ( $l_x$ ) и  $Y$  ( $l_y$ ) (рис. 1; штриховая линия — „холостая“, в этот момент облучение не происходит).

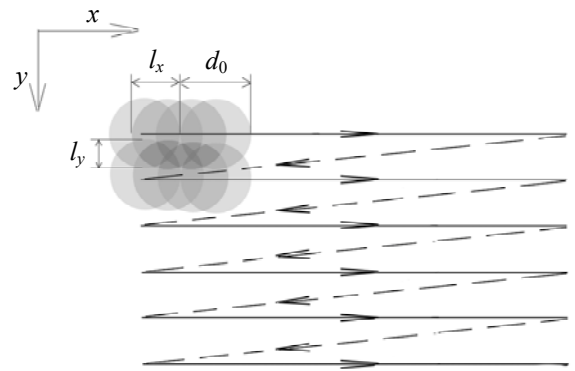


Рис. 1

Для определения элементного состава образующихся на титане цветных пленок использовался метод энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии с применением растрового электронного микроскопа Inspect FEI Company (рис. 2, область воздействия 10×10 мм, глубина проникновения 1 мкм,  $q = 2,91 \cdot 10^{11}$  Вт/м<sup>2</sup>,  $l_x = 91$ ,  $l_y = 89$  %). Измерения показали, что полученная пленка содержит титан, кислород и углерод. Количественно содержание титана и кислорода в смеси с помощью этого метода определить невозможно вследствие наложения пиков их эмиссии.

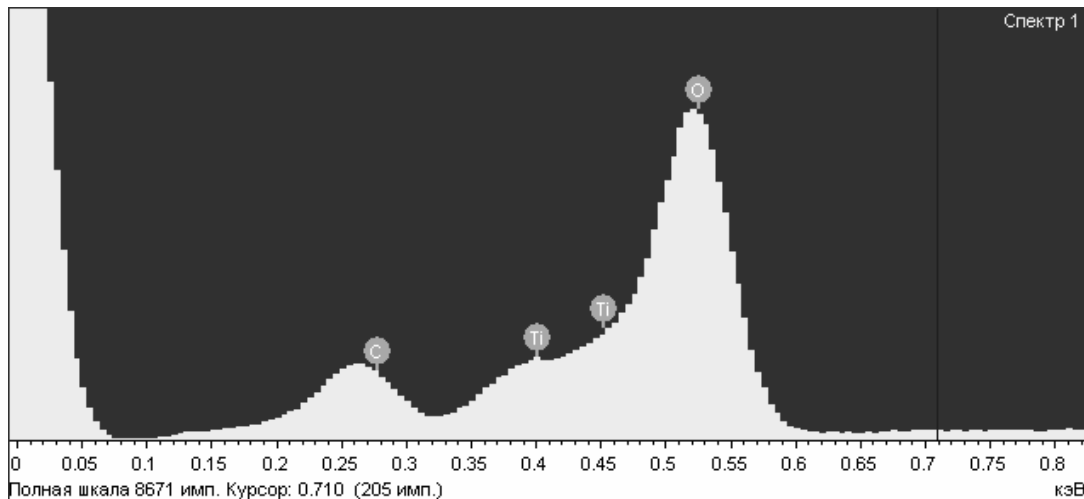


Рис. 2

**Обоснование применимости методов химической термодинамики в случае импульсного лазерного воздействия.** Для определения состава полученных пленок традиционно используется метод химической термодинамики. Как правило, термодинамические методы расчета применимы для равновесных процессов.

В то же время процесс лазерного окисления можно описывать законами равновесного окисления с учетом изменения температуры [7]. Окисление при импульсном нагреве можно считать эквивалентным окислению при максимальной на заданном временном интервале

температуре  $T_{\max}$ , которая поддерживается на протяжении соответствующего эквивалентного времени  $t_{\text{экв}}$ .

При наличии нескольких максимумов температуры (например, когда металл нагревается серией световых импульсов) полное эквивалентное время изотермической реакции равно сумме времен, вычисленных для каждого из максимумов. Таким образом, лазерное окисление можно рассматривать как окисление вследствие воздействия импульсов, попадающих в заданную область, при этом окислительные процессы соответствуют изотермическим в течение  $t_{\text{экв}}$ .

Таким образом, при анализе реальный неизотермический процесс можно заменить изотермическим, т.е. считать, что температура  $T_{\max}$  постоянна в пределах эквивалентного времени  $t_{\text{экв}}$  [8, 9]. В таблице приведено эквивалентное время, рассчитанное для основных цветов на поверхности титана при  $q = 1,24 \cdot 10^{11}$  Вт/м<sup>2</sup>,  $l_y = 92$  %,  $T_{\max} = 987$  К.

Эквивалентное время для основных цветов  
на поверхности титана

Цвет поверхности	$l_x$ , %	$t_{\text{экв}}$ , мкс
Золотистый	95,96—96,16	2,63—2,77
Коричневый	97,27—97,47	3,90—4,21
Фиолетовый	97,98—98,08	5,26—5,54
Синий	98,59—98,89	7,52—9,57

**Моделирование и расчет фазово-химического состава образующихся соединений на основе информационно-вычислительной системы ASTICS.** Анализ выполнен с помощью специализированной информационно-вычислительной системы ASTICS [6], использующей методы моделирования и расчета фазово-химического состава многокомпонентных гомо- и гетерогенных систем разной природы. Эффективность предлагаемых методов и соответствующего программно-информационного комплекса при исследовании фазовых и химических превращений в различных многокомпонентных природных и технологических системах, в том числе и при импульсном лазерном воздействии, показана в работах [10—13].

Методы решения подобных задач основаны на реализации критерия минимизации определенной энергетической характеристики (той или иной, в зависимости от условий проведения процесса) системы, в результате чего последняя приходит в устойчивое (равновесное) состояние, которое соответствует искомому минимуму данной энергии (термодинамической функции) при заданных условиях [10]. Решение задачи сводится, во-первых, к нахождению зависимости энергии от состава и параметров состояния системы и, во-вторых, к нахождению минимума этой функции при наложении на систему (а следовательно, и на функцию) всех необходимых ограничений.

В общем случае для многокомпонентной многофазной системы, в которой происходят химические превращения, постановка задачи сводится к следующему. Систему могут составлять  $m$  независимых (базисных) компонентов. В результате химических и фазовых превращений в ней образуется  $n$  веществ, из которых  $(n - m)$  — зависимые (внебазисные); ими могут быть как чистые вещества в различных агрегатных состояниях, так и компоненты растворов. В системе должен соблюдаться материальный баланс по каждому из  $m$  базисных веществ, определяемый суммированием по всем  $n$  компонентам. При постоянных температуре  $T$  и давлении  $P$  в системе общие условия равновесия соответствуют минимуму ее энергии Гиббса  $G$  и могут быть представлены в виде следующих соотношений:

$$G = \sum_{i=1}^n (\mu_i^0 + RT \ln \gamma_i x_i) y_i \longrightarrow \min \{y_i\}, \quad (2)$$

$$\sum_{i=1}^n \mathbf{a}_{ij} y_i = y_j^0, \quad j \in 1:m, \quad (3)$$

$$y_i \geq 0, \quad i \in 1:m, \quad (4)$$

где  $y_j^0$  — заданные мольные количества базисных элементов;  $\{a_{ij}\}_{n \times m}$  — матрица стехиометрических коэффициентов, которая определяет аналитический состав всех составляющих веществ системы через базисные компоненты;  $y_i$  — искомые число компонентов системы;  $\mu_i$ ,  $\mu_i^0$  — их химический и стандартный химический потенциал соответственно;  $x_i$ ,  $\gamma_i$  — их концентрация и коэффициент активности соответственно.

Неравенство  $y > 0$  описывает условие неотрицательности количества каждого из компонентов системы, решение (2) основано на минимизации функции Лагранжа  $L(\lambda, y)$  целевой термодинамической функции (энергии Гиббса  $G(P, T)$  в данном случае):

$$L(\lambda, y) = \sum_{i=1}^n (\mu_i^0 + RT \ln \gamma_i x_i) y_i + \sum_{j=1}^m \lambda_j \left( \sum_{i=1}^n a_{ij} y_i - y_j^0 \right). \quad (5)$$

В точке минимума функции (5) ее аргументы примут значения, удовлетворяющие поставленным условиям. Описанный метод определения равновесного фазово-химического состава был реализован в виде программного продукта ASTICS, который использует информацию из разработанной базы данных по термодинамическим свойствам индивидуальных химических веществ.

**Система технический титан—воздух.** Если лазерная обработка осуществляется на воздухе, то на поверхности титана марки BT1-0 наиболее вероятно протекание реакций взаимодействия основных компонентов — титана, кислорода, азота, углерода и воды. На начальном этапе воздействия (при свободном взаимодействии компонентов воздуха и титана) большее количество вещества титана участвует во взаимодействии. С увеличением температуры и числа проходов луча происходит послойное наращивание пленки оксида. Чем толще пленка, тем более ограничена диффузия компонентов воздуха к титану.

Поэтому результат фазово-химических превращений на границе пленки оксида и воздуха зависит от массового соотношения титана и компонентов воздуха, исходя из этого был проведен термодинамический расчет в системе ASTICS.

В реакциях титана с компонентами воздуха при лазерном воздействии участвовали следующие элементы: Ti — 0—2,1; O<sub>2</sub> — 0,20; N<sub>2</sub> — 0,78; CO<sub>2</sub> — 0,0003; H<sub>2</sub>O — 0,03 моль.

Первый этап решения задачи — выбор из базы данных всех веществ (с соответствующей термодинамической информацией), в принципе способных образоваться в исследуемой шестикомпонентной системе. Далее осуществляются собственно термодинамическое моделирование и так называемый „фазовый расчет“ — определение чистых веществ (фаз) и их количества, образующегося в результате взаимодействий в системе металл (титан)—воздух (без учета возможного растворения и химического взаимодействия фаз).

Отметим, что на основе полученных зависимостей фазового состава (как функции температуры и исходного состава) определяются типы протекающих реакций, температура структурных, агрегатных, фазово-химических превращений фаз и др.

Важно подчеркнуть, что хотя результаты „фазовых расчетов“ и не учитывают возможных взаимных растворов и химического взаимодействия фаз, именно такие моделирование и расчет позволяют определить основные движущие силы протекающих процессов, что, в частности, создает основу для целенаправленного изучения лазерного воздействия на свойства и поведение металлов и сплавов.

Так, на рис. 3 приведена зависимость количества образовавшегося продукта реакции от содержания титана при температуре 987 К.

Таким образом, в зависимости от количества титана, участвующего во взаимодействии (т.е. от числа проходов лазерного излучения), образуется многослойная многокомпонентная

пленка, верхние слои которой состоят (см. рис. 3) из продукта реакции, содержащего меньше титана по сравнению с составом нижних слоев.

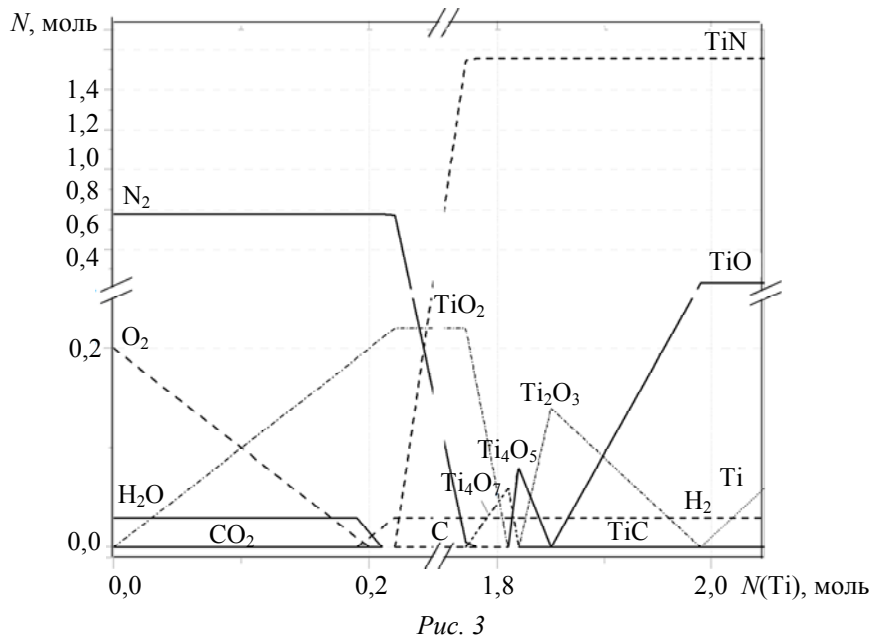


Рис. 3

**Анализ результатов расчета и их обсуждение.** Взаимодействие поступающего в систему титана с атмосферными газами при высокой температуре может быть описано последовательностью различных реакций.

Из результатов исследования фазовых превращений (см. рис. 3) следует, что основным продуктом взаимодействия титана с кислородом является диоксид титана (в фазе рутила как наиболее устойчивой модификации этого соединения).

При увеличении значения  $N(\text{Ti})$  свыше 0,2, после того как кислород закончится, титан начинает взаимодействовать с водой, в результате чего происходит выделение водорода с образованием диоксида титана. При  $N(\text{Ti})=0,215$  вода заканчивается, происходит восстановление углекислого газа до углерода с образованием диоксида титана. При  $N(\text{Ti})=0,2153$ , когда углекислый газ заканчивается, титан способен взаимодействовать с азотом, образуя нитрид титана (II). Когда заканчивается азот, при  $N(\text{Ti})=1,7753$ , оксид титана (IV) восстанавливается до  $\text{Ti}_4\text{O}_7$ . Когда заканчивается диоксид титана, при  $N(\text{Ti})=1,8$ , оксид титана  $\text{Ti}_4\text{O}_7$  восстанавливается до  $\text{Ti}_3\text{O}_5$ . Когда заканчивается  $\text{Ti}_4\text{O}_7$ , при  $N(\text{Ti})=1,82$ , оксид титана  $\text{Ti}_3\text{O}_5$  восстанавливается до оксида титана(III), который неспособен конкурировать с углеродом, поэтому образуется небольшое количество карбида титана. Когда заканчивается  $\text{Ti}_3\text{O}_5$ , при  $N(\text{Ti})=1,85$  оксид титана(III) восстанавливается до оксида титана(II).

Помимо термической нестационарности процесса превращений и образования соответствующего продукта имеется еще одна кинетическая (временная), обусловленная тем, что даже если процесс и конечный продукт для заданных условий определены термодинамически корректно, то на вопрос, успеет ли образоваться соответствующий продукт взаимодействия, термодинамика ответа не дает.

Таким образом, встает задача определения времени достижения равновесного (или квазиравновесного) состояния, необходимого для получения ожидаемого продукта взаимодействия. Заранее оценить фазовый и химический состав продуктов взаимодействий, а также скорость их образования бывает весьма затруднительно. Здесь целесообразно использовать экспериментальные данные в целях сопоставления и сравнительного анализа с расчетными данными по химическому и фазовому составу пленок, образующихся в результате лазерного облучения поверхности титана.

В работах [14, 15] методами энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния показано, что при облучении поверхности титана Nd:YAG-лазером ( $\lambda=1,06$  мкм,  $\tau=35$  нс,  $d_0=50$  мкм,  $q=(1-15)\cdot 10^{12}$  Вт/м<sup>2</sup>) на его поверхности образуется двуслойная структура. На нижнем слое (на границе с подложкой) формируется пленка толщиной до 3 мкм, состоящая из оксидов титана(III) и (II). На верхнем слое (на границе с воздухом) формируется тонкая гранулированная пленка толщиной до 0,5 мкм, состоящая из диоксида титана.

Максимальная температура (970 К) и эквивалентное время для определенных цветных пленок, полученных в настоящей работе (см. таблицу), одного порядка (золотистый — 2,58; коричневый — 3,87; фиолетовый — 5,27; синий — 8,44 мкс) с данными работ [14, 15].

В работе [4] методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии показано, что при облучении Nd:YAG-лазером ( $\lambda=1,06$  мкм,  $\tau=5,35$  нс,  $d_0=1,6$  мм,  $f=10$  кГц) на поверхности титана образуется оксинитрид титана, а в близповерхностных слоях обнаружен тонкий слой карбида титана.

Результаты энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии поверхности титана после лазерного облучения подтверждают образование оксидов и карбидов на его поверхности, а также свидетельствуют об отсутствии нитридов, образование которых возможно, согласно термодинамическому расчету.

Следовательно, оксиды титана(II), (III) и (IV) и карбид титана успевают образоваться при данной температуре за эквивалентное время. В литературе образование  $Ti_3O_5$  и  $Ti_4O_7$  экспериментально не доказано.

Таким образом, при лазерном облучении на воздухе на поверхности титана образуется многокомпонентная пленка.

При определенных режимах лазерного воздействия на поверхности титана образуется пленка золотистого цвета, механизм образования не интерференционный. Цвет поверхности металла в этом случае определяется золотисто-желтым цветом оксида титана (II) [16], преобладающего в первом слое, состоящем из Ti (ср), TiO (ср), TiC (ср), H<sub>2</sub> (г). Коричневый, фиолетовый и синий цвета поверхности титана получаются за счет цвета второго слоя, состоящего из Ti<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (ср), TiO (ср), TiC (ср) (толщина первого и второго слоя не больше 3 мкм) и интерференционных эффектов в тонком третьем (TiO<sub>2</sub> в фазе рутила) слое прозрачного оксида.

### **Заключение**

1. Показано, что методы химической термодинамики применимы (с учетом кинетических ограничений) для определения состава полученных соединений при лазерном воздействии периодической последовательности импульсов наносекундной длительности на металлы и сплавы в атмосфере в случае достаточно большого перекрытия пятен облучения (80—100 %).

2. При лазерном импульсном нагревании на воздухе до максимальной температуры 987 К на поверхности титана образуется многокомпонентная пленка, нижний слой которой состоит из Ti<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и TiO с примесями титана и карбида титана, а тонкий верхний слой из прозрачного оксида титана(IV) TiO<sub>2</sub>. Цвет поверхности определяется цветом нижнего слоя оксида и интерференционными эффектами в тонком верхнем слое прозрачного оксида.

3. Результаты расчета достаточно хорошо согласуются с экспериментом. Кроме того, расчет термодинамическим методом позволяет получить важную информацию о химических реакциях, фазово-химических превращениях и составе приповерхностного слоя при лазерном нагревании среды в химически активной атмосфере.

Авторы выражают благодарность А. И. Денисюку за определение состава образцов методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, Е. А. Шахно и Е. Б. Яковлеву за помощь в обосновании применимости термодинамического метода в случае лазерного воздействия.

Работа поддержана грантом Президента РФ НШ-1364.2014.2, грантом РФФИ 12-02-00974а, а также при государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арзуов М. И., Барчуков А. И., Бункин Ф. В., Кириченко Н. А., Конов В. И., Лукьянчук Б. С. Особенности лазерного нагрева окисляющихся металлов в воздухе при наклонном падении излучения // Квантовая электроника. 1979. Т. 6, № 3. С. 466—472.
2. Горный С., Вейко В., Одинцова Г., Горбунова Е., Логинов А., Карлагина Ю., Скуратова А., Агеев Э. Цветная лазерная маркировка поверхности металлов // Фотоника. 2013. № 6.
3. Пряхин Е. И., Ганзуленко О. Ю., Ларионова Е. В. Физико-химические аспекты формирования цветowych оттенков под воздействием лазерного излучения при декорировании металлических изделий // Дизайн. Материалы. Технология. 2010. Т. 2, № 13. С. 52—56.
4. Lavisse L., Sahour M. C., Jouvard J. M., Pillon G., Marco de Lucas M. C., Bourgeois S., Grevey D. Growth of titanium oxynitride layers by short pulsed Nd: YAG laser treatment of Ti plates: influence of the cumulated laser fluence // Appl. Surface Sci. 2009. Vol. 255. P. 5515—5518.
5. Antonczak A. J., Koccon D., Nowak M., Koziol P., Abramski K. A. Laser-induced colour marking-sensitivity scaling for a stainless steel // Appl. Surface Sci. 2013. Vol. 264. P. 229—236.
6. Слободов А. А., Кремнев Д. В., Мищенко А. В., Качер Е. Б., Наймушин А. Б. Возможности и эффективность термодинамического физико-химического моделирования химико-технологических систем и процессов // Известия СПбГТУ. 2009. № 5 (31). С. 26—31.
7. Либенсон М. Н. Лазерно-индуцированные оптические и термические процессы в конденсированных средах и их взаимное влияние. М.: Наука, 2007.
8. Lynch D. W., Olson C. G. Optical properties of Ti, Zr, and Hf from 0.15 to 30 eV // Phys. Rev. B. 1975. Vol. 11, N 10. P. 3617—3624.
9. Parker W. J., Jenkins R. J., Butler C. P., Abbott G. L. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity, and thermal conductivity // J. Appl. Phys. 1961. Vol. 32. P. 1679—1684.
10. Слободов А. А., Кремнев Д. В., Радин М. А., Бабкин В. С., Мищенко А. В. Эффективность методов термодинамического моделирования и расчета фазово-химических превращений в многокомпонентных системах различной природы // Науч.-техн. вестн. „Известия“. 2005. № 20. С. 49—53.
11. Слободов А. А., Крицкий А. В., Зарембо В. И., Пучков Л. В. Термодинамический анализ химических взаимодействий хрома с водными растворами // Прикладная химия. 1993. № 1. С. 47—57.
12. Слободов А. А. Термодинамическое моделирование фазово-химического состава многокомпонентных систем в широкой области параметров состояния: Автореф. ... докт. дис. СПб, 2002.
13. Veiko V. P., Slobodov A. A., Odintsova G. V. Availability of methods of chemical thermodynamics and kinetics for the analysis of chemical transformations on metal surfaces under pulsed laser action // Laser Phys. 2013. Vol. 23. P. 066001.
14. Prerez del Pino A., Serra P., Morenza J. L. Coloring of titanium by pulsed laser processing in air // Thin Solid Films. 2002. Vol. 415. P. 201—205.
15. Prerez del Pino A., Serra P., Morenza J. L. Oxidation of titanium through Nd:YAG laser irradiation // Appl. Surface Sci. 2002. Vol. 197. P. 887—890.
16. Физико-химические свойства окислов / Г. В. Самсонов, А. Л. Борисова, Т. Г. Жидкова и др. М.: Металлургия, 1978.

#### Сведения об авторах

**Вадим Павлович Вейко** — д-р техн. наук, профессор; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: veiko@lastech.ifmo.ru



- Александр Арсеньевич Слободов** — д-р хим. наук, профессор; Университет ИТМО, кафедра информационных технологий топливно-энергетического комплекса, Санкт-Петербург; E-mail: aslobd@gmail.com
- Галина Викторовна Одинцова** — аспирант; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург; E-mail: ogv-r@yandex.ru

Рекомендована  
Программным комитетом  
симпозиума

Поступила в редакцию  
14.12.13 г.

УДК 544.032.65

А. В. СТРУСЕВИЧ, Ю. А. ПОЛТАЕВ, Д. А. СИНЕВ

## ЛАЗЕРНАЯ ОЧИСТКА ПОВЕРХНОСТИ СТЕКЛА ОТ ГРАФФИТИ

Рассмотрены особенности технологии одноэтапного лазерного восстановления свойств прозрачности и шероховатости стеклянных поверхностей, подвергшихся воздействию красок на основе кислот.

**Ключевые слова:** лазерная очистка, лазерная полировка, лазерное восстановление стеклянной поверхности.

**Введение.** Современные городские объекты часто подвергаются атакам граффитистов, при этом все чаще уличные художники оставляют свои подписи, „тэги“, используя краски на основе кислоты. Под действием таких красок полированные поверхности разрушаются из-за формирования шероховатостей в результате селективного травления поверхности. Химические, термические или механические методы не позволяют оперативно убрать результаты воздействия, поскольку чаще всего они не предназначены для восстановления шероховатости поверхности или не дают возможность производить локальную очистку. Таким образом, необходимо модифицировать уже известные и хорошо зарекомендовавшие себя методы лазерной очистки для более эффективного восстановления поврежденных поверхностей.

Термическое воздействие лазерного излучения позволяет удалять загрязнения с поверхности материала, при этом формируется размягченный слой стекла, что способствует значительному снижению шероховатости благодаря силам поверхностного натяжения [1—3].

В настоящей работе предпринята попытка объединения двух наиболее известных лазерных методов, используемых для восстановления поверхностей, очистки и полировки, в одном технологическом этапе лазерного восстановления поверхности.

Состав краски для граффити включает в себя травитель (кислота — плавиковая HF или уксусная CH<sub>3</sub>COOH), краситель и стабилизатор (изменяется в зависимости от состава) [4]. Воздействие кислотосодержащей краски приводит к распаду входящих в состав стекла оксидов с образованием фторида кремния и силикафторидов металлов при использовании плавиковой кислоты и ацетатов металлов — при использовании уксусной кислоты [5]. Эти реакции идут с активным выделением воды, что приводит к уменьшению концентрации реагирующей кислоты и стабилизации толщины протравленного слоя на уровне нескольких десятков нанометров. Визуальный эффект такого воздействия усиливается осевшим на поверхности стекла красящим веществом, в роли которого может выступать, например, хлорид аммония NH<sub>4</sub>Cl. Температура лазерного удаления красящих веществ с поверхности стекла может варьироваться, однако она обычно ниже температуры размягчения стекла (для хлорида аммония

температура возгонки составляет 611 К [5]). Поэтому процесс восстановления поверхности может рассматриваться как лазерное испарение с нее всех летучих веществ (красителя и др., рис. 1, а) при нагревании поверхностного слоя до температуры размягчения (рис. 1, б).

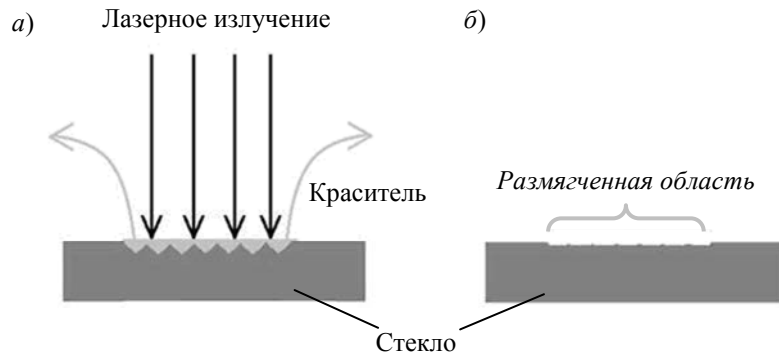


Рис. 1

В экспериментах использованы образцы оконного стекла, предварительно протравленные HF (концентрация 40 %) или покрытые краской на основе уксусной кислоты. Образцы, протравленные чистой плавиковой кислотой, не содержали в обрабатываемой области красящего вещества, поэтому были использованы для определения необходимых режимов лазерной полировки стекла.

Лазерная обработка проведена непрерывным излучением CO<sub>2</sub>-лазера SYNRAD, для предотвращения растрескивания образцы подогревались газовой горелкой. Полученные образцы исследовались с помощью оптического, а также сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) NanoEducator.

Оценим мощность лазерного излучения, требуемую для процедуры восстановления поверхности [3]:

$$P \approx \frac{(T - T_n) k \pi r_0^2}{2(1 - R)} \sqrt{\frac{\pi t}{a}},$$

где  $T$  — температура лазерно-индуцированного нагрева;  $T_n$  — начальная температура;  $k$  и  $a$  — тепло- и температуропроводность материала;  $r_0$  — характерный радиус гауссова пучка;  $R$  — коэффициент отражения;  $t$  — время воздействия излучения на область площадью  $\pi r_0^2$ .

Поскольку температура размягчения стекла (около 873 К) превышает температуру возгонки красителя, именно она в настоящем случае будет являться нижним порогом восстановления поверхности. Без учета дополнительного подогрева, при  $r_0 = 5$  мм и  $t \approx 20$ —30 с, требуемая мощность лазерного излучения  $\approx 3$  Вт. Экспериментальный подбор режима облучения, проведенный на основе данных оценок, позволил получить оптимальные режимы восстановления поверхности стекла, о чем свидетельствуют оптические микрофотографии исходного стекла (рис. 2, а), а также травленного: HF (рис. 2, б), HF и восстановленного при лазерной обработке (рис. 2, в); краской на основе уксусной кислоты (г), травленного краской на основе уксусной кислоты, а затем восстановленного (д). Видно, что воздействие лазерного излучения в исследованных режимах позволяет восстановить исходную прозрачность стекла, что подтверждается СЗМ-изображениями: исходные размеры неоднородности на поверхности стекла составляли порядка 10 нм (рис. 3, а), после травления HF эти размеры увеличились втрое (б), а после лазерной полировки была получена исходная шероховатость (в). Скорость сканирования при лазерной обработке  $\approx 15$  мм/мин. В других экспериментах стекло, прошедшее обработку краской на основе CH<sub>3</sub>COOH, имело поверхностные неоднородности высотой 500 нм (рис. 3, г), которые после облучения уменьшились в 10—15 раз (д) при сокращении времени воздействия, что позволило повысить скорость обработки до 60 мм/мин.

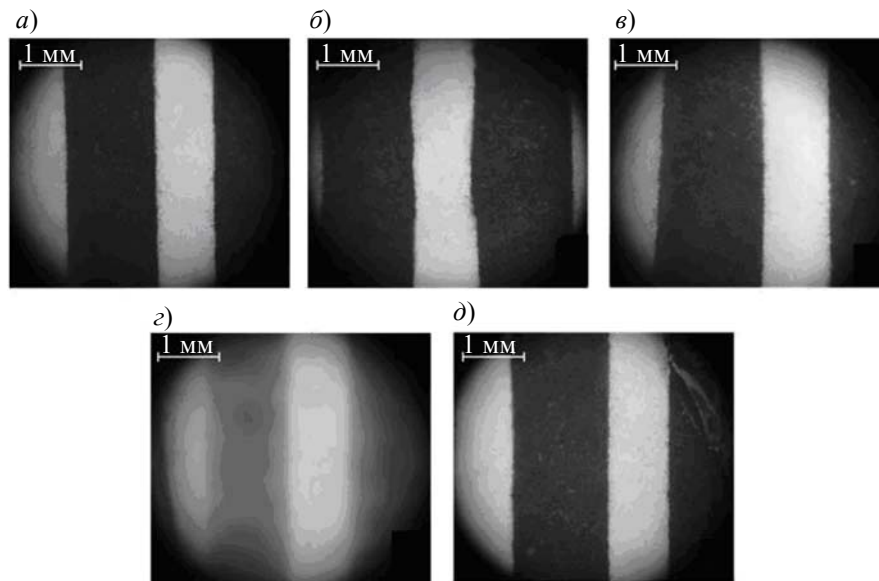


Рис. 2

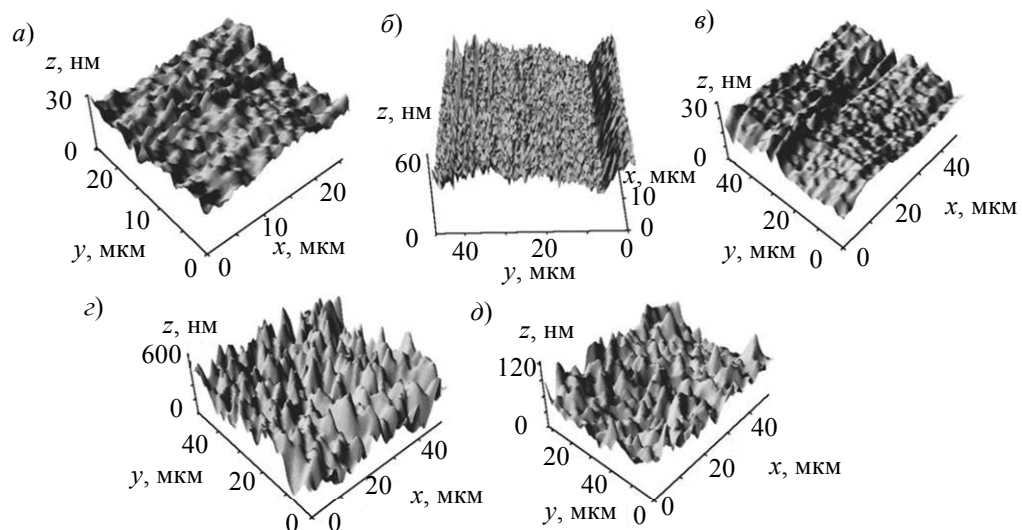


Рис. 3

В настоящей работе показано, что существуют предпосылки для создания технологии лазерного восстановления загрязненной поверхности стекла, объединяющей очистку и полировку. Следует отметить, что представленное исследование может быть рассмотрено как основа для разработки одноэтапной технологии лазерного восстановления поверхностей, реагирующих с кислотами. Авторы полагают, что перспективным направлением исследований является варьирование комбинаций компонентов кислотных красок, образцов материалов и параметров лазерной установки для расширения применимости технологии и повышения ее производительности.

Авторы благодарят А. Лямзину, В. Петрова и Д. Прокопюка, выпускников Летней школы лазерных технологий, за оказание помощи в экспериментах; А. В. Откееву, директора Школы, аспиранта кафедры ЛТиЭП, за помощь в подборе указанных ассистентов. Авторы также выражают благодарности А. А. Самохвалову и проф. Е. А. Шахно, сотрудникам кафедры ЛТиЭП, за ценные обсуждения.

Работа выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01) и гранта Президента РФ НШ-1364.2014.2.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Онохов А. П., Резниченко В. В., Яковлева Н. С. Лазерная обработка оптических поверхностей // Оптич. журн. 1995. № 1. С. 68—71.
2. Буркат Т. М., Добычин Д. П., Онохов А. П., Пак В. Н., Пальтиель Л. Р. Влияние лазерной обработки на структуру и оптические свойства поверхности полированного кварцевого стекла // Физика и химия стекла. 1991. Т. 17, № 6. С. 908—913.
3. Вейко В. П., Шахно Е. А., Яковлев Е. Б. Гидродинамические процессы на поверхности стекла при лазерной обработке // Изв. РАН, сер. физическая. 1997. Т. 61, № 8. С. 1513—1518.
4. Кислота кислотная/ Вконтакте [Электронный ресурс]: <<http://vk.com/kislotakislotnay>>.
5. Электронная химическая энциклопедия/ ГНУ ЦНСХБ Россельхозакадемии [Электронный ресурс]: <<http://www.cnsheb.ru/AKDiL/0048/default.shtm>>.

**Сведения об авторах**

- Анастасия Валерьевна Струсевиц** — студент; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: darkness595@mail.ru
- Юрий Александрович Полтаев** — студент; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: yurka.poltaev@yandex.ru
- Дмитрий Андреевич Синева** — аспирант; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург;  
E-mail: sinev\_dm@mail.ru

Рекомендована  
Программным комитетом  
симпозиума

Поступила в редакцию  
14.12.13 г.

УДК 621.375.826

М. В. ВОЛКОВ, А. А. КИШАЛОВ, В. Ю. ХРАМОВ

**ПРИМЕНЕНИЕ ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА  
ДЛЯ ЗАКАЛКИ РЕЗЬБОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ  
С ЦЕЛЬЮ ПОВЫШЕНИЯ ИХ ИЗНОСОСТОЙКОСТИ**

Приведены результаты экспериментов по закалке резьбовых соединений насосно-компрессорных труб (НКТ) при помощи иттербиевого волоконного лазера, работающего в непрерывном режиме. В качестве образцов использовались участки НКТ из стали 38Г2С. Приведены режимы обработки, микрошлифы резьбовых участков, а также результаты испытаний износостойкости образцов.

**Ключевые слова:** лазерная закалка, волоконный лазер.

Насосно-компрессорные трубы (НКТ) применяются при эксплуатации и ремонте нефтяных, газовых, нагнетательных и водозаборных скважин. Это бесшовные трубы диаметром 27—114 мм [1] и длиной обычно 8—10,5 м, с обеих сторон оканчивающиеся участком внешней резьбы. При работе в условиях скважины трубы соединяются посредством муфт. Следовательно, предъявляются высокие требования к качеству резьбовых соединений НКТ, так как негерметичность или поломка резьбового соединения ведет к остановке и длительному ремонту скважины, а в некоторых случаях — и к потере скважины. Один цикл работы — спускоподъемная операция (СПО) — соответствует одной операции свинчивания—развин-

чивания резьбового соединения НКТ. Обычно НКТ с неупрочненной резьбовой частью выдерживает 5—6 СПО, после чего подлежит ремонту.

В настоящей работе исследовался метод лазерной закалки резьбовой части НКТ для повышения ее износостойкости.

Мерой износостойкости резьбового соединения целесообразно считать число циклов свинчивания—развинчивания без потери герметичности резьбового соединения. Для повышения износостойкости резьбового соединения НКТ предлагалось провести его лазерную закалку. Основным недостатком закалки классическими лазерами — чрезвычайно низкая энергетическая эффективность: КПД CO<sub>2</sub>-лазера не превышает 10 % от полной потребительской мощности, а коэффициент поглощения излучения металлами не превышает 10 %, так что эффективность процесса закалки составляет порядка 1 % [2]. Для твердотельных лазеров, работающих на длине волны ~1 мкм, коэффициент поглощения может достигать нескольких десятков процентов при том, что их КПД обычно составляет не более 5 %.

Поэтому для проведения экспериментов был выбран иттербиевый волоконный лазер серии YLR, КПД которого от полной потребительской мощности составляет 24 %, длина волны 1,07 мкм. Волоконные лазеры отличаются чрезвычайно высоким сроком службы (30 000 ч) и практически не нуждаются в обслуживании, что делает перспективным внедрение данной технологии в промышленности.

**Особенности лазерной закалки резьбовых участков НКТ.** В качестве образцов для эксперимента по лазерной закалке использовались патрубки НКТ диаметром 73 мм и толщиной 5,5 мм, на конце которых была нанесена резьба. Длина резьбового участка 60 мм, шаг резьбы 2,54 мм. Патрубки изготовлены из стали 38Г2С, относящейся к классу легированных конструкционных сталей. Состав стали приведен в таблице.

Состав стали 38Г2С

38Г2С	Содержание химических элементов, %							
	C	Mn	Si	Cr	Ni	Cu	P	S
Образец	0,38	1,65	0,49	0,012	0,05	<0,01	0,017	0,009
Согласно ОСТ14-21	0,37—0,41	1,60—1,80	0,40—0,70	≤0,25	≤0,25	≤0,20	≤0,035	≤0,035

Видно, что для стали 38Г2С содержание как марганца, так и кремния незначительно изменяет температуру аустенизации. Кроме того, кремний, содержащийся в стали, повышает, а марганец — понижает эту температуру [3]. Таким образом, можно считать, что легирующие элементы не оказывают существенного влияния на температуру аустенизации. В данном случае справедливо считать ее равной температуре аустенизации (820 °С) нелегированной стали, содержащей 0,38 % углерода.

Необходимо отметить, что в случае лазерной закалки скорость нагрева и остывания материала настолько высока, что диффузионные процессы перестройки решетки ОЦК феррита в решетку ГЦК аустенита могут не успеть завершиться, в этом случае имеет место сдвиг температуры превращения феррита в аустенит в область более высоких температур [4]. Этот факт необходимо учитывать при выборе режима лазерной закалки.

В процессе операции свинчивания—развинчивания НКТ основная нагрузка приходится на вершину и боковые поверхности зуба, это можно определить по внешнему виду резьбовой части после нескольких циклов СПО. Кроме того, после нанесения резьбы во впадинах сосредоточивается наибольшее количество микродефектов материала и растягивающих напряжений. После закалки существенно повышается твердость материала, а следовательно и хрупкость. Таким образом, повышение твердости впадины может отрицательно сказаться на надежности резьбового соединения, вызвав трещины в резьбовой части трубы и ее выход из строя.

Исходя из сказанного представляется целесообразным осуществить закалку вершины и боковых поверхностей зуба, оставив впадину незакаленной. Для этого были выбраны два режима обработки:

1) сканирование лазерным лучом по боковым поверхностям зуба резьбы. Диаметр пучка выбирался близким к ширине боковой поверхности зуба, а мощность лазерного излучения и скорость сканирования такими, чтобы достичь максимальной температуры на поверхности материала, не вызвав его оплавления;

2) сканирование лазерным лучом по всей поверхности резьбы. При таком способе обработки материал на вершине зуба охлаждается медленнее, чем во впадине, вследствие меньшего теплоотвода в глубь материала. Соотношение мощности и скорости лазерного излучения выбиралось так же, как и в первом случае. Таким образом, температура на вершине зуба получалась существенно выше температуры во впадине, что вызывало неравномерное распределение закаленного слоя по сечению резьбы.

**Описание эксперимента.** Для экспериментов по лазерной закалке резьбовой части НКТ был использован одномодовый волоконный лазер серии YLR (ЛС-2), работающий в непрерывном режиме. Длина волны излучения 1,07 мкм, максимальная мощность излучения 2 кВт, диаметр транспортного волокна 50 мкм. Для фокусировки излучения использовалась оптическая вариосистема с переменным фокусным расстоянием, формирующая гауссово распределение излучения. На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки: *а* — сканирование по боковой поверхности зубца резьбы, *б* — сканирование по всей поверхности резьбы (*1* — образец). Для перемещения луча (2) по поверхности резьбы фокусирующая система (3) с закрепленным в ней коллиматором волоконного лазера (4) могла перемещаться в горизонтальной плоскости, а патрубок с резьбой был установлен во вращающем устройстве. Скорость перемещения фокусирующей системы и скорость вращения патрубка задавались программно. Кроме того, фокусирующая система могла заклоняться в горизонтальной плоскости (рис. 1, *а*).

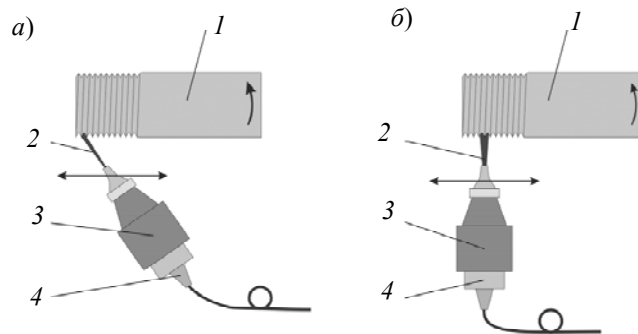


Рис. 1

При сканировании лучом по боковой поверхности зуба фокусирующая система заклонялась на угол  $30^\circ$  относительно нормального положения, скорость ее перемещения была синхронизована со скоростью вращения образца так, чтобы за время одного оборота фокусирующая система смещалась на шаг резьбы. Упрочнение осуществлялось в два прохода: по одной и по другой стороне зубца. Скорость перемещения луча по поверхности образца выбиралась из соображений, представленных выше, и в итоге составила 200 мм/с. Диаметр пятна составлял 1,5 мм, мощность лазерного излучения 2 кВт, плотность мощности излучения  $1,1 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. Суммарное время обработки составило 60 с (рис. 1, *а*).

При сканировании лучом по всей поверхности резьбы был выбран диаметр пятна 4 мм. Скорость перемещения фокусирующей системы была синхронизирована со скоростью вращения образца так, что за время одного оборота система смещалась на диаметр пучка. Скорость перемещения луча по поверхности образца составила 60 мм/с, мощность излучения 2 кВт, плотность мощности излучения  $1,6 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. Время обработки составило 45 с (рис. 1, *б*).

Плотность мощности  $1,6 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> для этого случая являлась пороговой, поскольку при ее увеличении начиналось локальное подплавление материала. На рис. 2 представлено распределение температуры при закалке резьбы лазерным излучением, полученное конечноразностным методом (*а* — по боковой поверхности зубца, *б* — по всей поверхности резьбы).

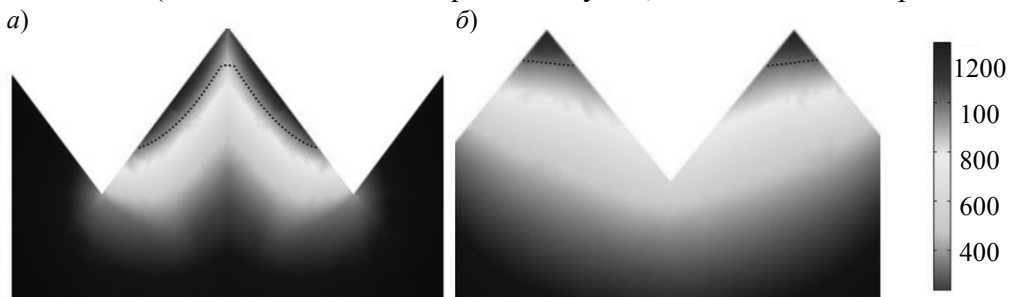


Рис. 2

**Результаты экспериментов.** Были подготовлены образцы патрубков НКТ для дальнейшего изготовления микрошлифов и проведения испытаний на скручивающей машине. Микрошлифы представлены на рис. 3 (*а* — упрочнение сканированием луча по боковой поверхности, *б* — по всей поверхности резьбы). На обоих микрошлифах хорошо виден упрочненный мартенситный слой на вершине зубца, а также феррито-перлитная структура основного материала.

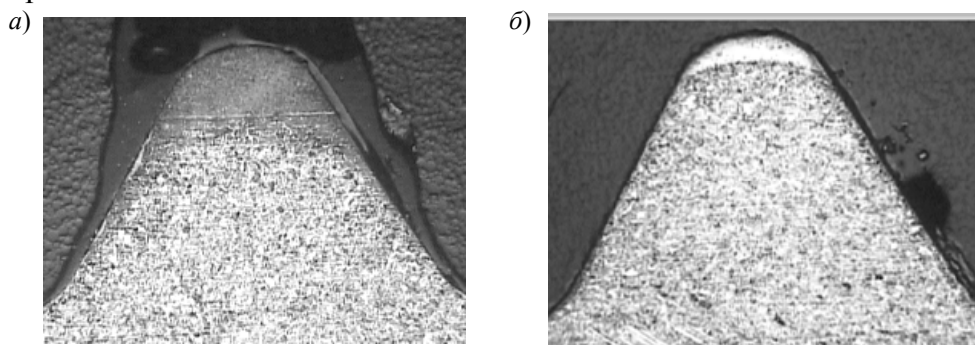


Рис. 3

При сканировании по боковой поверхности зубца резьбы закаленной оказалась не только вершина, но и часть боковой поверхности. Толщина упрочненного слоя на вершине зубца составляет 500 мкм, в середине боковой поверхности — менее 100 мкм. При сканировании по всей поверхности толщина закаленного слоя составляет 100—200 мкм. Кроме того, при сканировании по всей поверхности резьбы толщина закаленного слоя варьирует от зубца к зубцу в одном и том же образце. В некоторых случаях наблюдается несимметричное распределение закаленного слоя в пределах зубца, что обусловлено неравномерным распределением энергии в пучке, а следовательно, различной энергией, вкладываемой в разные участки витков резьбы на упрочняемом образце. Для устранения этих недостатков необходимо равномерное распределение энергии в пятне.

Измерения, проведенные по методу Викерса при нагрузке 100 г, показали, что твердость мартенситного слоя в обоих случаях составляет 630—670 *HV*, тогда как основного материала — не выше 210—240 *HV*.

Стендовые испытания показали, что резьбовое соединение, упрочненное сканированием лазерного луча по всей поверхности резьбы, выдерживает 10—12 СПО, тогда как резьбовое соединение, упрочненное сканированием пучка по боковой поверхности зуба, — свыше 20.

**Выводы.** Эксперименты показали, что для повышения износостойкости резьбового соединения НКТ целесообразно использовать закалку непрерывным излучением иттербиевого волоконного лазера. Были проведены эксперименты по закалке резьбы НКТ двумя методами: сканированием лучом всей поверхности трубы и сканированием боковой

поверхности зубца резьбы, которые показали, что при использовании второго метода глубина закаленного слоя и число операций свинчивания—развинчивания значительно выше. Кроме того, этот метод отличается лучшей воспроизводимостью результатов вследствие более равномерного распределения закаленного слоя по поверхности резьбы, однако обеспечивает меньшую производительность по сравнению с закалкой всей поверхности резьбы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГОСТ 633-80. Трубы насосно-компрессорные и муфты к ним.
2. Скрипченко А. И., Медвецкий В. М., Попов В. Так закалялась сталь или тестирование процесса закалки сталей излучением волоконных лазеров // РИТМ. 2007. Т. 29, № 10. С. 52—53.
3. Теоретические основы легирования: Конспект лекций. ПГТУ, 2008.
4. Григорьянц А. Г. Технологические процессы лазерной обработки. М.: МГТУ им. Баумана, 2006. 238 с.

**Сведения об авторах**

- Михаил Владимирович Волков** — магистр; ООО „Научно-производственное предприятие волоконно-оптического и лазерного оборудования“, Санкт-Петербург; начальник лаборатории; E-mail: mvvolk@mail.ru
- Антон Александрович Кишалов** — магистр; ООО „Научно-производственное предприятие волоконно-оптического и лазерного оборудования“, Санкт-Петербург; научный сотрудник; E-mail: grinfo@mail.ru
- Валерий Юрьевич Храмов** — д-р техн. наук, профессор; Университет ИТМО, кафедра лазерных технологий и экологического приборостроения, Санкт-Петербург; заведующий кафедрой; E-mail: vkhramov@gmail.com

Рекомендована  
Программным комитетом  
симпозиума

Поступила в редакцию  
14.12.13 г.



---

---

# ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ АНАЛИЗА И ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ

---

---

УДК 620.179

В. В. АЗАРОВА, А. П. МАКЕЕВ, В. П. СИМОНОВ

## ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНЫХ ЗЕРКАЛ И ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Приведена математическая модель расчета поляризационных и спектральных характеристик собственных типов колебаний кольцевых оптических резонаторов с неплоским контуром, учитывающая фазовую анизотропию зеркал косоугольного падения. Проведено сравнение результатов численного моделирования и экспериментальных измерений характеристик лазерных зеркал и спектров мод четырехзеркальных резонаторов с неплоским симметричным осевым контуром. Показано, что математическая модель может быть применена для оптимального подбора зеркал лазерных резонаторов с учетом их реальных параметров.

*Ключевые слова:* оптический резонатор, поляризационная характеристика, лазерное зеркало.

**Введение.** Объемные кольцевые оптические резонаторы, осевой контур которых находится в нескольких плоскостях, в последние годы находят все большее применение в лазерных гироскопических датчиках [1—3]. Это делает актуальной задачу рассмотрения влияния неидеальности зеркал, в частности фазовой анизотропии многослойных интерференционных диэлектрических покрытий и отклонений от заданного радиуса сферы, на поляризационные и спектральные характеристики собственных типов колебаний кольцевых оптических резонаторов с неплоским контуром.

В настоящей работе проведено численное моделирование многослойных отражающих покрытий с учетом ошибок, возникающих при напылении слоев, и проанализировано влияние этих ошибок на поляризацию собственных типов колебаний и спектр мод резонаторов. Исследуются возможности исправления характеристик зеркал путем дополнительного напыления слоев, анализируется влияние ошибок на характеристики кольцевых лазерных резонаторов с неплоским контуром.

**Многослойные интерференционные покрытия с учетом ошибок напыления слоев.** При построении математической модели расчета многослойных диэлектрических зеркал использован метод характеристических матриц Абелеса [4, 5]. В описании пленочных систем этим методом используется понятие матрицы слоя, имеющей вид для ТЕ-поляризации (электрический вектор световой волны  $\mathbf{E}$  перпендикулярен плоскости падения):

$$\mathbf{m}_j = \begin{bmatrix} \cos \beta_j & -\frac{i}{p_j} \sin \beta_j \\ -ip_j \sin \beta_j & \cos \beta_j \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где  $\beta_j = 2\pi n_j h_j \cos \theta_j / \lambda$ ,  $p_j = n_j \cos \theta_j$ ,  $\theta_j = \arccos\left(1 - \sin^2 \theta_A / n_j^2\right)^{1/2}$  — угол преломления в  $j$ -м слое,  $\theta_A$  — угол падения излучения на многослойное покрытие,  $\lambda$  — длина волны падающего света.

Для ТМ-поляризации (вектор  $\mathbf{E}$  параллелен плоскости падения) в матрице  $\mathbf{m}_j$  значения  $p_j$  заменяются на  $q_j = \cos \theta_j / n_j$ .

Важной особенностью матрицы  $\mathbf{m}_j$  является то, что ее элементы полностью определяются показателем преломления  $n_j$  и толщиной  $h_j$   $j$ -го слоя и не зависят от параметров окружающей среды.

Многослойное зеркальное покрытие конструируется согласно формуле:  $A(HL)^N HG$ , где  $H$  и  $L$  — четвертьволновые слои с высоким и низким показателями преломления, а  $A$  и  $G$  — среда (обычно воздух) и подложка с показателями преломления  $n_A$  и  $n_G$  соответственно. Че-

рез элементы матриц многослойного покрытия  $\mathbf{m} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}$  определяются коэффициенты отражения по амплитуде:

$$r_{TE} = [m_{11}p_A - m_{22}p_G + m_{12}p_A p_G - m_{21}] / [m_{11}p_A + m_{22}p_G + m_{12}p_A p_G + m_{21}], \quad (2)$$

$r_{TM}$  рассчитывается с помощью формулы, аналогичной (2), через матрицу  $\mathbf{m}$  для ТМ-поляризации путем замены  $p_A$  и  $p_G$  на  $q_A$  и  $q_G$  соответственно.

Коэффициенты отражения по интенсивности для ТЕ- и ТМ-поляризаций определяются по формулам:

$$R_{TE} = r_{TE} r_{TE}^*; \quad R_{TM} = r_{TM} r_{TM}^*,$$

здесь „\*“ означает комплексное сопряжение.

Скачки фазы при отражении описываются выражениями:

$$\delta r_{TE} = \arctg\left(\frac{\text{Im } r_{TE}}{\text{Re } r_{TE}}\right), \quad \delta r_{TM} = \arctg\left(\frac{\text{Im } r_{TM}}{\text{Re } r_{TM}}\right),$$

фазовая анизотропия зеркала  $\Delta$  определяется как  $\Delta = \delta r_{TM} - \delta r_{TE}$ .

В линейном представлении матрица зеркала при падении имеет вид:

$$Z = \begin{pmatrix} |r_{TM}| \exp i \frac{\Delta}{2} & 0 \\ 0 & -|r_{TE}| \exp\left(-i \frac{\Delta}{2}\right) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

На рис. 1 представлены результаты расчета коэффициентов отражения по интенсивности для ТЕ- и ТМ-поляризации 17-слойного зеркала  $\text{TiO}_2\text{-SiO}_2$  с заданной погрешностью толщины четвертьволновых слоев на  $\lambda/10$  ( $\lambda = 632$  нм), последовательно на каждом слое, начиная с верхнего. Из представленных графиков видно, что расчетные значения коэффициента отражения  $R_{TE}$  близки к 0,9999 и практически не зависят от заложенных в расчеты ошибок напыления. Величина  $R_{TM}$  изменяется от 0,9965 до 0,997, в зависимости от положения напыленного с ошибкой слоя в многослойной структуре покрытия.

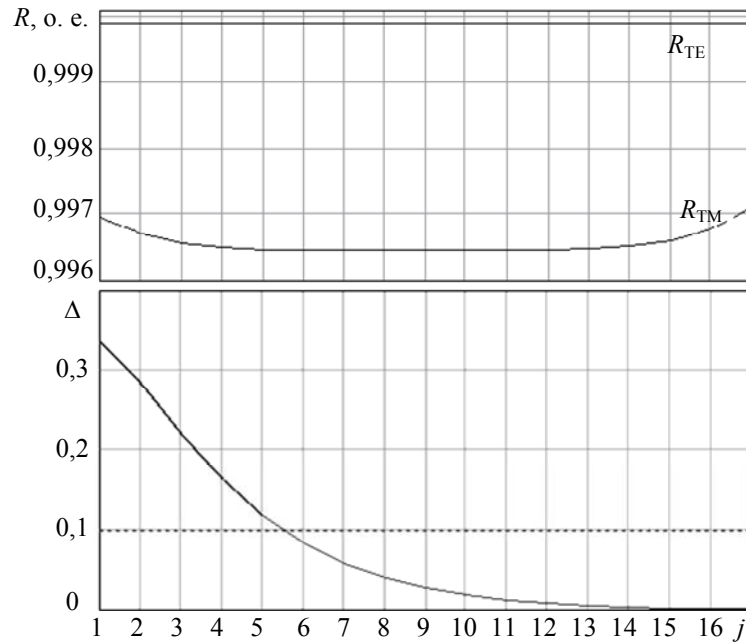


Рис. 1

Численное моделирование на основе этого математического аппарата позволяет определять оптимальное число слоев напыления для получения заданных коэффициентов отражения и пропускания на рабочей длине волны и установить спектральную зависимость при идеальных четвертьволновых слоях и с учетом ошибок напыления. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными, они показывают, что для улучшения фазовых характеристик зеркал, напыленных с ошибками, необходимо на верхний слой нанести слой, устраняющий ошибку, и еще один — такой, чтобы его толщина была равна четвертьволновому слою. После „допыления“ характеристики зеркал значительно улучшаются и приближаются к значениям для зеркал без ошибки напыления слоев.

На рис. 2 приведена схема кольцевого резонатора с неплоским контуром ( $\alpha$  и  $\rho$  — углы излома контура и поворота изображения при отражении от зеркал).

Расчет спектров собственных частот кольцевых резонаторов с неплоским контуром проводился с использованием матриц Джонса на основе поляризационного уравнения [1, 2, 5]:

$$\mathbf{M}\mathbf{E} = \gamma\mathbf{E}, \tag{4}$$

где  $\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}$  — матрица, описывающая воздейст-

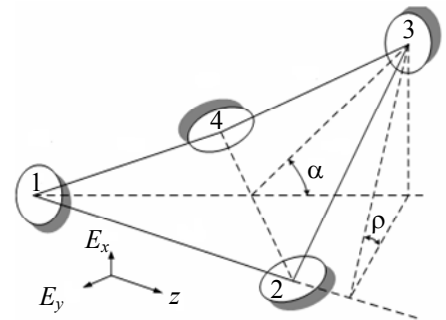


Рис. 2

вие всех элементов резонатора на световую волну, совершающую круговой обход резонатора;  $\gamma$  — собственные значения матрицы  $\mathbf{M}$ :

$$\gamma_{1,2} = \frac{1}{2} \left[ \text{Sp}\mathbf{M} \pm \sqrt{(\text{Sp}\mathbf{M})^2 - 4\text{Det}\mathbf{M}} \right], \quad \left| E_x/E_y \right|_{1,2} = M_{12}/(\gamma_{1,2} - M_{11}).$$

Для резонаторов с неплоским контуром  $[(\text{Sp}\mathbf{M})^2 - 4\text{Det}\mathbf{M}] < 0$ , что означает наличие разности сдвига фаз и соответственно разности частот между модами с разными состояниями поляризации (из-за знаков „плюс“ и „минус“ перед корнем).

В отсутствие невзаимных эффектов матрицы полного обхода „холодных“ резонаторов с неплоским контуром с идеальными зеркалами для направлений обхода по часовой стрелке  $\mathbf{M}^{\text{cw}}$  и против часовой стрелки  $\mathbf{M}^{\text{ccw}}$  одинаковы:

$$\mathbf{M}^{\text{ccw}} = \mathbf{M}^{\text{cw}} = \begin{bmatrix} \cos \rho_{\Sigma} & -\sin \rho_{\Sigma} \\ \sin \rho_{\Sigma} & \cos \rho_{\Sigma} \end{bmatrix} = S(\rho_{\Sigma}),$$

где  $\rho_{\Sigma}$  — полный угол поворота изображения световой волны при круговом обходе резонатора. Из уравнений получим  $\gamma_{1,2} = \exp(\pm i\rho_{\Sigma})$  и  $|E_x/E_y|_{1,2} = \exp(\pm i\pi/2) = \pm i$ . Таким образом, для резонаторов с неплоским контуром собственные типы колебаний имеют правую и левую круговые поляризации независимо от угла излома резонатора, а сдвиг по фазе между волнами с правой и левой круговыми поляризациями равен удвоенному углу поворота системы координат при полном обходе резонатора  $2\rho_{\Sigma}$ .

В зависимости от угла излома контура резонатора и соответственно от величины  $\rho_{\Sigma}$  сдвиг резонансных частот с левой и правой круговыми поляризациями меняется, т.е. видоизменяется спектр резонатора. Изменяя угол неплоскостности  $\alpha$ , можно получить резонатор с требуемым спектром частот.

Таким образом, неплоский контур резонатора в общем случае выполняет две функции. Во-первых, он обеспечивает формирование волн с круговой поляризацией; во-вторых, снимает вырождение по частотам, обеспечивая взаимное расщепление частот волн с разными (левой и правой) круговыми поляризациями. В плоском контуре такое расщепление исчезает, даже если каким-либо образом сформированы волны с круговыми поляризациями. В результате обобщенной собственной модой резонатора с неплоским контуром будут четыре волны, причем две из них распространяются вдоль контура резонатора по часовой стрелке (CW), а две других — против часовой стрелки (CCW). Волны каждой из этих пар имеют разные круговые поляризации — левую и правую — и соответственно разные частоты (это так называемое „взаимное“ расщепление). Для резонаторов с идеальными зеркалами частоты встречных волн попарно (с одинаковыми направлениями вращения поляризации) совпадают, в результате каждая пара встречных волн покоящегося резонатора (CW и CCW) имеет совпадающие частоты и совпадающие направления круговой поляризации (одна пара — обе левые, другая — обе правые круговые поляризации).

На рис. 3 приведены результаты расчета частотных характеристик продольных мод при снятии вырождения по поляризации. В случае плоского контура (рис. 3, а,  $\rho=0$ ) и идеальных зеркал поляризация излучения линейная, а частотное расстояние между соседними модами равно  $c/L$ , где  $L$  — периметр резонатора (в расчетах 16 см). В резонаторах с неплоским контуром (рис. 3, б;  $\rho=22,5^\circ$ ) снимается частотное вырождение в модах с разной круговой поляризацией. В этом случае частотное расстояние между модами зависит от угла излома резонатора и соответственно от угла поворота изображения световой волны зеркалом  $\rho$ .

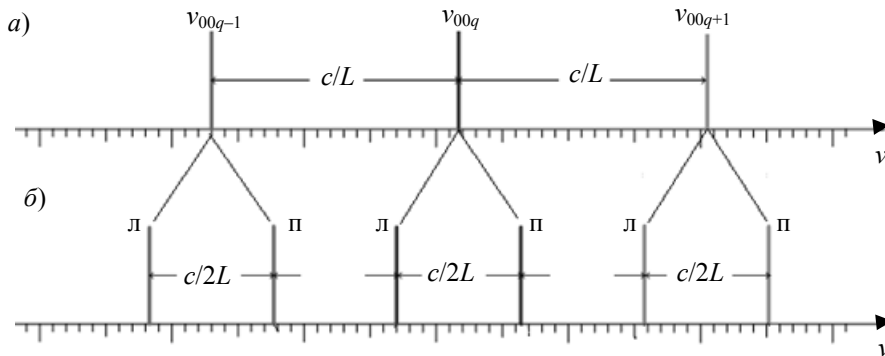


Рис. 3

Для вычисления спектра мод и поляризационных характеристик резонаторов с учетом неидеальности зеркал матрица в (4), описывающая воздействие всех элементов резонатора на световую волну, рассчитывается с учетом выражения (3). Спектр собственных частот про-

дольных и поперечных мод симметричных резонаторов определяется выражением, полученным на основании работы [6]:

$$\nu_{mqpr} = \frac{c}{L} \left( q + (m+n+1) \frac{\alpha_s}{2\pi} + \frac{1}{4} (m-n) + \frac{\arg \gamma_p}{2\pi} \right), \quad (5)$$

где  $m, n, q$  — индексы поперечных и продольных мод с учетом индекса поляризации  $p$ ,  $\arg \gamma_p$  — набег фазы при полном обходе резонатора с учетом фазовой анизотропии зеркал резонатора,  $\alpha_s$  — набег фазы при полном обходе резонатора с учетом его сферичности при эффективном радиусе  $R_s$  и углом падения излучения на зеркала  $\theta$ :

$$\alpha_s = \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{L}{R_s} \sec \theta\right) \left(1 - \frac{L}{R_s} \cos \theta\right)}.$$

### Эксперимент. Сравнение данных эксперимента и математического моделирования.

Путем сравнения расчетов по описанным математическим моделям с результатами экспериментальных измерений спектров собственных типов колебаний были сделаны следующие выводы:

— в резонаторах с неплоским контуром снимается вырождение по поляризации. Частотное расстояние между модами с правой и левой эллиптическими поляризациями зависит от угла излома контура и характеристик зеркал;

— ошибка напыления одного из зеркал в резонаторе не влияет на собственные значения матрицы резонатора и соответственно на спектр мод резонатора;

— наличие фазовой анизотропии на двух и более зеркалах в резонаторе приводит к изменению поляризационных и спектральных характеристик мод, причем величина расщепления спектра зависит не только от величины ошибки напыления, но и от порядкового номера зеркала с ошибкой в резонаторе.

Экспериментальные результаты получены по методике, описанной в работе [7]. На рис. 4 приведены экспериментально измеренные спектры мод симметричного кольцевого резонатора с неплоским контуром ( $\rho=22,5^\circ$ ), угол излома  $\alpha=32^\circ$ , периметр  $L=16$  см. Между частотами двух основных мод с правой и левой круговыми поляризациями находятся поперечные моды  $TEM_{10qp}$  и  $TEM_{01(q+1)p}$ , вырожденные по частоте в случае идеальных зеркал. При наличии фазовой анизотропии зеркал вырождение снимается. Величина частотного расщепления зависит от величины фазовой анизотропии и номера зеркала, напыленного с ошибкой.

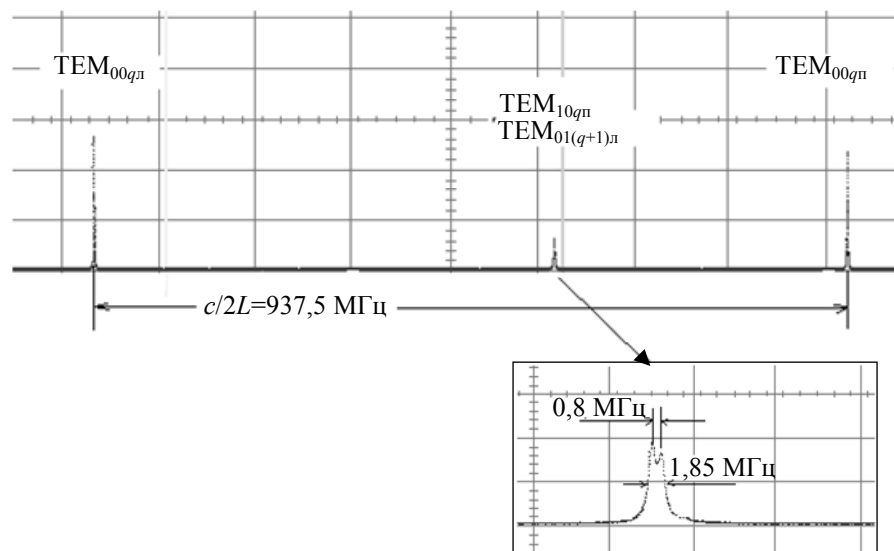


Рис. 4

Для поперечных мод  $TEM_{10qп}$  и  $TEM_{01(q+1)л}$  вырождение по поляризации снижается на 0,8 МГц при фазовых ошибках зеркал  $\Delta=0,08$  рад на 1-м зеркале,  $-0,08$  рад — на 2-м и  $\approx 0$  — на 3-м и 4-м зеркалах (радиус сферического зеркала 2 м). Результаты расчета подтверждают экспериментальные данные с точностью до ошибки измерения (суммарная ошибка измерений — не более 10 %).

Таким образом, наличие фазовой анизотропии зеркал приводит к уширению и даже раздвоению резонансного пика пропускания поперечных мод. Это, в свою очередь, может привести к ошибочному определению уровня селективности лазерных резонаторов и ошибкам при юстировке и сборке резонаторов.

**Выводы.** Предложенная математическая модель может быть использована для подбора зеркал при сборке лазерных резонаторов, а также в технологическом процессе контроля селективности резонаторов с целью обеспечения генерации на основной поперечной моде с минимальными потерями в лазерных гироскопических датчиках.

Авторы выражают благодарность И. И. Савельеву за полезные обсуждения и В. В. Фокину за помощь в проведении экспериментов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Азарова В. В., Голяев Ю. Д., Дмитриев В. Г., Мельников А. В., Назаренко М. М., Тихменев Н. В. // Гироскопия и навигация. 1997. Т. 19, № 4. С. 7—16.
2. Азарова В. В., Голяев Ю. Д., Дмитриев В. Г. // Квантовая электроника. 2000. Т. 30, № 2. С. 96—104.
3. Азарова В. В., Голяев Ю. Д. и др. Разработка модернизированного типоряда лазерных гироскопических датчиков 2-го поколения и трехосных лазерных гироскопов на их основе на базе модернизации существующих и разработки новых технологий и метрологий. Отчет по НИЭР Феникс-1. М., 2006.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
5. Джеррард А., Берч Дж. М. Введение в матричную оптику. М.: Мир, 2008.
6. Савельев И. И., Хромых А. М. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3, № 7. С. 1517—1526.
7. Азарова В. В., Ефремова Н. А. // Квантовая электроника. 2002. Т. 32, № 3. С. 239—242.

#### Сведения об авторах

- Валентина Васильевна Азарова** — канд. физ-мат. наук, доцент; Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, кафедра радиоэлектроники и телекоммуникаций; ОАО НИИ „Полус“ им. М. Ф. Стельмаха, Москва; начальник лаборатории; E-mail: azarovav@hotmail.ru
- Алексей Петрович Макеев** — аспирант; ОАО НИИ „Полус“ им. М. Ф. Стельмаха, Москва
- Валентин Павлович Симонов** — д-р техн. наук, профессор; Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, кафедра электроники и наноэлектроники, Москва; E-mail: vsimonov@hse.ru

Рекомендована  
Программным комитетом  
симпозиума

Поступила в редакцию  
14.12.13 г.

А. О. ТЕМНИКОВ, А. Р. ГАЙОСО ДЕ ЛОС САНТОС

## МЕТОДЫ КОРРЕКЦИИ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА ТОКА В ИСТОЧНИКАХ ПИТАНИЯ ЛАЗЕРОВ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Рассмотрены основные проблемы, возникающие при проектировании источников питания линеек и матриц лазерных диодов. Приведены методы преодоления этих проблем. Исследован принцип действия различных схем коррекции формы импульса тока в лазерных диодах.

**Ключевые слова:** диодный лазер, твердотельный лазер, диодная накачка, импульсный источник питания, коррекция формы импульса тока.

Современные тенденции развития лазеров направлены на увеличение энергии, повышение качества лазерного излучения и обусловлены необходимостью решения как фундаментальных, так и прикладных задач, к которым относятся исследование взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом, разработка новых технологий и специальных лазерных систем. При решении этих задач в прошлом лучшие результаты достигались при использовании газовых лазеров и твердотельных лазеров с накачкой импульсными газоразрядными источниками оптического излучения. Будущее повышение эффективности лазерных систем связывают с созданием мощных линеек и матриц лазерных диодов и на их основе — систем накачки мощных твердотельных лазеров, обладающих высоким КПД и надежностью [1].

Разработка надежных источников питания (ИП) полупроводниковых лазеров является одной из актуальных задач. Источники питания для систем ламповой накачки изучены и описаны достаточно подробно [2, 3], поэтому рассмотрим основные аспекты проектирования импульсных источников питания мощных полупроводниковых лазерных линеек.

Отметим несколько отличительных особенностей ИП для диодной накачки. Во-первых, значения ширины линии накачки активных элементов и ширины линии излучения лазерных диодов малы, возникает проблема их согласования для достижения максимальной эффективности накачки. Частота линии излучения лазерных диодов сильно зависит от температуры. Поэтому, как правило, ИП включают в себя каналы стабилизации температуры линеек. Во-вторых, лазерные диоды, в отличие от ламп, не выдерживают обратных выбросов тока по срезу импульса.

Источники питания должны характеризоваться высокой стабильностью параметров выходных импульсов, поскольку даже кратковременное превышение допустимого тока приводит к разрушению структуры, также для улучшения работы лазерных диодов накачки необходим постоянный ток подставки [3, 4].

В тех случаях, когда требуется регулирование длительности импульсов тока нагрузки, следует использовать частичный разряд емкостных (ЕНЭ) или индуктивных (ИНЭ) накопителей энергии.

Достоинством ИНЭ является независимость амплитуды импульса тока накачки, но накопление и хранение энергии магнитного поля в индуктивном накопителе требует постоянного поддержания тока в нем, что существенно снижает КПД преобразователя. Использование такого типа накопителей целесообразно, лишь когда нужны низкие значения скважности импульсного процесса. Поскольку в мощных твердотельных лазерах с диодной накачкой, работающих в импульсном режиме, скважность большая (так как длительность импульсов обычно лежит в пределах 10—1000 мкс при частоте повторения менее 100 Гц), использование преобразователя с индуктивным накопителем энергии неоправданно.

В этом случае предпочтение следует отдать генераторам с частичным разрядом ЕНЭ. Такие генераторы надежны в работе, обладают высокой эффективностью передачи накопленной энергии в нагрузку, допускают возможность изменения параметров импульса в широких пределах. Для зарядки ЕНЭ могут быть использованы маломощные устройства (в проводимых опытах использовался резонансный транзисторный инвертор мощностью 300 Вт). Система управления отслеживает уровень напряжения накопителя и включает инвертор, когда напряжение уменьшается ниже заданного. Для исключения сбоев в системе управления на время формирования импульса тока в нагрузке включение инвертора блокируется. В качестве коммутатора используется полностью управляемый транзисторный ключ, а в качестве эквивалента нагрузки (ЭН) — включенные последовательно диоды серии 60EPU04, суммарная вольт-амперная характеристика (ВАХ) которых близка к ВАХ лазерных диодов. Число диодов выбиралось с учетом требуемой величины падения напряжения на нагрузке, которая на отдельном диоде принималась равной 1 В.

Импульсы тока, полученные в генераторах с ЕНЭ, имеют форму, близкую к прямоугольной с экспоненциальным спадом плоской части импульса.

Очевидно, что величина спада плоской части будет возрастать с увеличением его длительности импульса. Существенным увеличением емкости накопителя можно добиться почти плоской вершины импульса, но такой подход нецелесообразен с экономической точки зрения. Кроме того, избыточная энергия большого накопителя в аварийных режимах (пропуск размыкания ключа) может привести к разрушению нагрузки. В связи с этим возникает необходимость коррекции формы импульса тока для уменьшения величины спада плоской части при приемлемой емкости накопителя.

**Корректирующие цепи.** Цепь с емкостью, включенной параллельно нагрузке, представляет собой последовательную RC-цепь (R1 и C2) с диодом D2. Параллельно емкости корректирующей цепи включается резистор R2 порядка единиц килоом (рис. 1, а; C1 — емкостный накопитель; К — ключ; D1 — эквивалент нагрузки; D2, R1, R2, C2 — корректирующая цепь). Подбором R2 добиваются того, чтобы в результате вычитания тока корректирующей цепи из тока на выходе ключа в нагрузке получался импульс необходимой формы (рис. 1, б; 1 — через ключ, 2 — в нагрузке, 3 — через корректирующую цепь).

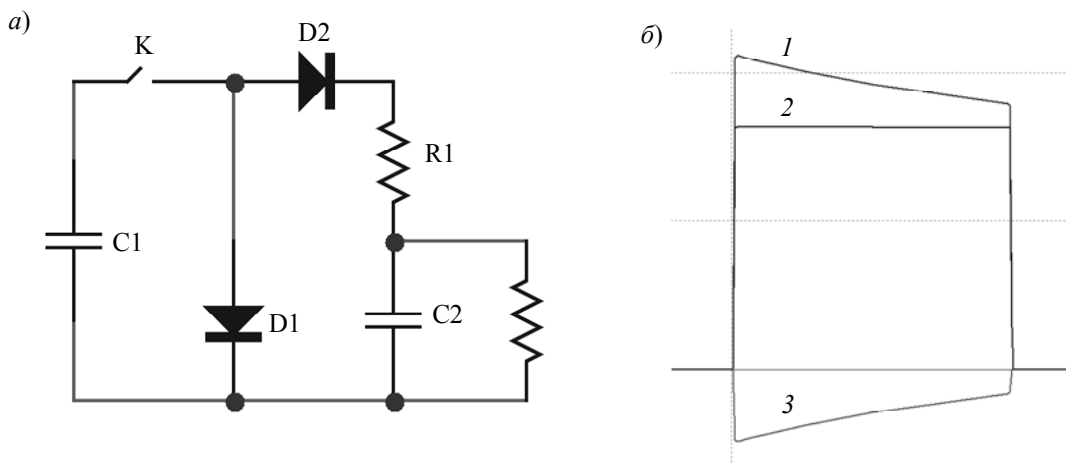


Рис. 1

Корректирующая цепь с индуктивностью, включенной последовательно с нагрузкой [5], работает на схожем принципе. Она состоит из индуктивности L1, параллельно которой включен R1 порядка единиц Ом (рис. 2, а; L1 — корректирующая цепь). Подбором R1 добиваются того, чтобы в результате сложения токов R1 и L1 получался импульс необходимой формы (рис. 2, б; 1 — в нагрузке, 2 — через резистор R1, 3 — через индуктивность L1).



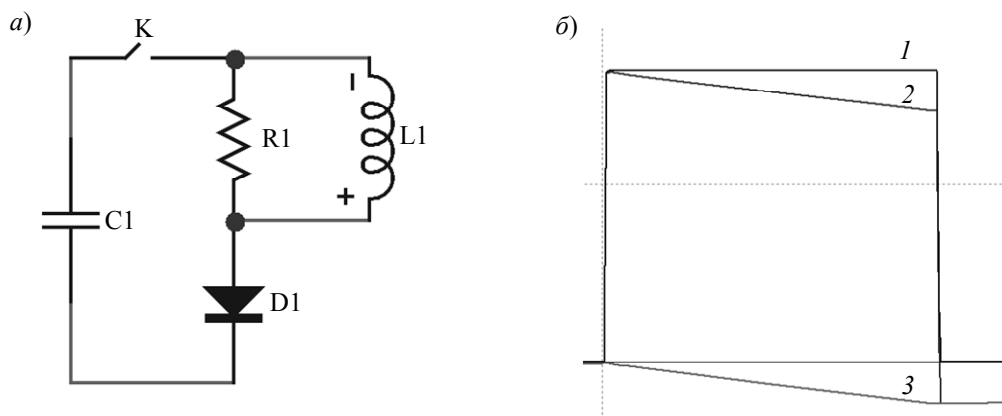


Рис. 2

Обе рассмотренные корректирующие цепи стабильно работают при необходимости небольшого изменения длительности импульса. Если нужен широкий диапазон регулировки длительности, возникает задача оперативного подбора резисторов корректирующих цепей.

**Транзисторный ключ с обратной связью по току и транзистором, работающем в активном режиме.** Принципиально иным методом коррекции формы импульса тока в нагрузке является использование в качестве ключевого элемента транзистора, работающего в активном режиме. Схема управления таким ключом представлена на рис. 3. Транзистор X1, осуществляющий коммутацию ЕНЭ С2 на нагрузку D1, работает в активном режиме. Последовательно с транзистором включен шунт R7, с которого снимается сигнал обратной связи. Схема управления транзистором состоит из операционных усилителей DA1 и DA2 и транзисторов Q1 и Q2.

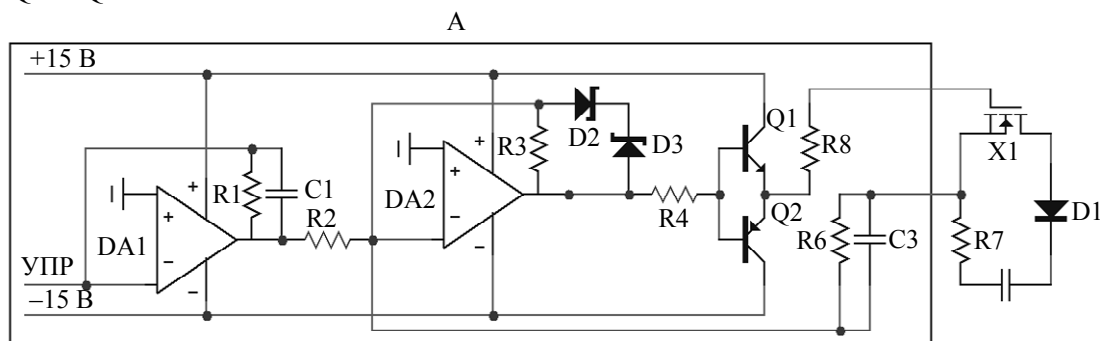


Рис. 3

Принцип работы такой схемы схож с принципом работы ПИД-регулятора. На инвертирующий вход ОУ DA1 подается эталонный сигнал УПР. Инвертированный эталонный сигнал складывается с сигналом обратной связи. В результате получается сигнал рассогласования, который усиливается ОУ DA2 и транзисторами Q1, Q2 и подается на затвор транзистора X1. R2 и R6 рассчитаны таким образом, чтобы в случае совпадения эталонного сигнала с сигналом обратной связи сигнал рассогласования был равным нулю. Конденсатор C3 отвечает за дифференциальную составляющую сигнала обратной связи, он ускоряет реакцию системы на изменение выходного тока. Стабилитрон D2 нужен для ограничения максимального напряжения на затворе силовых транзисторов и выбирается так, чтобы обеспечить работу транзистора только в линейном режиме и избежать выброса на фронте импульса.

Такая относительно несложная схема позволяет контролировать форму импульса тока в нагрузке с нелинейной ВАХ и практически не ограничивает диапазон регулировки длительности импульса. Система управления обеспечивает функции защиты генераторов в аварийных режимах, управление инвертором для заряда ЕНЭ до необходимого напряжения и генерацию импульсов управления ключом. Такой подход позволил создать надежный источник питания лазера с широким диапазоном регулировки всех выходных параметров, в том числе

формы импульса тока. Это обеспечивает возможность подбора оптимального режима работы лазера и защиту дорогостоящих линеек и матриц лазерных диодов от выхода из строя.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курунов Р. Ф. Электрофизические процессы накачки и оптические свойства активных сред мощных лазеров и усилительных систем. СПб, 2009.
2. Вакуленко В. М., Иванов Л. П. Источники питания лазеров. М.: Сов. радио, 1980. 104 с.
3. Грамаков А. А., Фефелов А. П., Чернышев А. В. Высокоэффективные источники накачки для непрерывных твердотельных лазеров // Лазерные системы и их применение: Сб. тр. М., 2004. С. 45—46.
4. Грамаков А. А., Фефелов А. П., Чернышев А. В. Высокоэффективные источники накачки для импульсных полупроводниковых лазерных линеек // Наука и образование. 2012. № 4.
5. Иванов А. Б., Сосновкин Л. Импульсные передатчики СВЧ. М.: Советское радио, 1956.

#### Сведения об авторах

**Анатолий Олегович Темников**

— бакалавр; ООО „ФЕДАЛ“, Санкт-Петербург; начальник производства; E-mail: Temnikov90@mail.ru

**Алексей Рафаэлевич Гайосо де лос Сантос**

— магистр; ООО „ФЕДАЛ“, Санкт-Петербург

Рекомендована  
Программным комитетом  
симпозиума

Поступила в редакцию  
14.12.13 г.

УДК 620.179.118.4

В. В. АЗАРОВА, Т. В. ЦВЕТКОВА

### АНАЛИЗ ШЕРОХОВАТОСТИ ПРЕЦИЗИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ МИКРОСКОПИИ

Рассмотрены особенности применения метода некогерентной интерферометрии для оценки параметров шероховатости прецизионных оптических поверхностей. Приведены результаты измерений, полученные с помощью зондового профилометра и интерферометра белого света.

**Ключевые слова:** прецизионные оптические поверхности, шероховатость, интерферометрия.

**Введение.** Метод некогерентной интерферометрии широко используется в измерениях прецизионных оптических поверхностей. Этот метод применяется в сканирующем интерферометре белого света, позволяющем проводить бесконтактные измерения и обеспечивающ структурный анализ исследуемой поверхности. В процессе измерения нановеличин возможно возникновение артефактов, приводящих к большим ошибкам измерения. Исключение артефактов из измерений, полученных на белом интерферометре, производится путем цифровой обработки полученной измерительной информации.

В настоящей статье опровергается утверждение (см., например, [1]), что интерференционную оптическую микроскопию нельзя применять для определения параметров сверх гладких поверхностей. Приводятся результаты измерений параметров прецизионной оптической поверхности, полученные на интерферометрах белого света CCI-2000 (фирмы Taylor-Hobson) и NV-6200 (фирмы Zygo).

В статье приводятся результаты многократных измерений для поверхностей с различной обработкой. Полученные усредненные по фазе результаты сопоставлены с результатами рассеяния зеркальных покрытий, нанесенных на контролируемые поверхности [2].

В методе некогерентной интерферометрии, или интерференции белого света, используется двулучевой интерферометр. В таком интерферометре из излучения с широким спектром выделяются измерительная волна, отраженная от исследуемой поверхности, и опорная, оптическая длина пути которой может изменяться при управляемом перемещении опорной поверхности. Интерференционные полосы наблюдаются при равенстве оптических длин  $l_0$  пути измерительной и опорной волн в пределах длины когерентности излучения (рис. 1). Разрешающая способность по координате  $z$  зависит от длины когерентности источника излучения [3]. Условие наблюдения интерференционной картины приведено на рис. 1, *a*.

Современные интерферометры белого света базируются на оптических схемах трех основных видов интерференционных микроскопов: Линника, Майкельсона и Захарьевского (Миро). Интерференция наблюдается на тех участках поверхности, где волновой фронт отраженной измерительной волны согласуется по кривизне с фронтом опорной волны. Поэтому метод иногда называют методом микроскопии с „корреляцией по фазе“. При использовании излучения малой когерентности осуществляется дополнительная селекция слоя по высоте в пределах длины когерентности  $l_k$  [4]:

$$l_k = \lambda_{\text{ср}}^2 / \Delta\lambda,$$

где  $\lambda_{\text{ср}}$  — средняя длина волны спектра освещаемого излучения,  $\Delta\lambda$  — ширина спектра на уровне 0,5.

Для излучения суперлюминесцентных диодов, которые используются в качестве источников излучения в интерферометрах белого света,  $\Delta\lambda/\lambda_{\text{ср}} \approx 0,25$ .

Размер локализованной области по глубине фокусировки зависит также от числовой апертуры объектива [5]:

$$\frac{d_z}{l_k} = \frac{0,4 \Delta\lambda}{A^2 \lambda_{\text{ср}}},$$

где  $d_z$  — размер области, локализованной по глубине фокусировки;  $A$  — числовая апертура объектива.

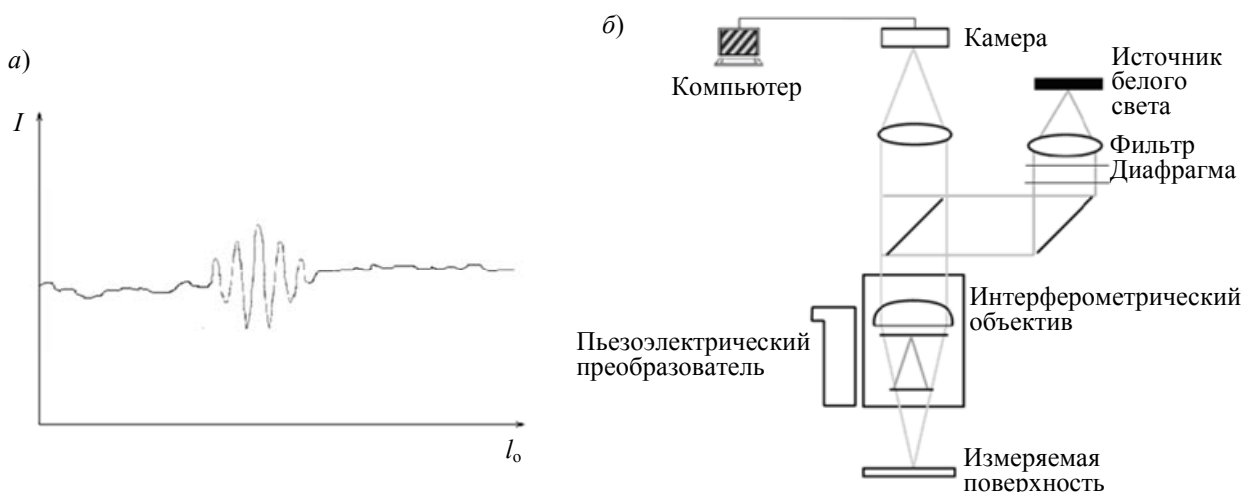


Рис. 1

**Принцип действия интерференционного микроскопа New View 6200 (NV).** Основной частью устройства (рис. 1, *б*) являются двулучевые интерференционные объективы Майкельсона и Миро, освещаемые источником излучения с широким спектром. В объективе излучение разделяется на измерительную волну, освещающую объект, и опорную, значение  $l_0$

которой может изменяться при управляемом перемещении опорного отражателя. Точное определение положения максимума огибающей интерференционных полос позволяет повысить разрешающую способность по оси  $z$  до  $< 0,1$  нм.

Структурная схема оптической системы NV приведена на рис. 1, б. Источник белого света — светодиод высокой интенсивности со средней длиной волны 550 нм, спектральной шириной 125 нм и длиной когерентности 2,9 мкм. Интерференция в объективах создается делением света полупрозрачным зеркалом на два луча: один отражается от внутренней высококачественной опорной поверхности, а другой — от измеряемой поверхности. Интерференция наблюдается, только когда оптическая длина пути волновых фронтов от опорной и измеряемой поверхностей одинакова. Так как прибор представляет собой интерферометр, совмещенный с микроскопом, для наблюдения интерференционной картины на экране монитора фокусное расстояние должно совпадать с оптической длиной пути от опорной плоскости. В результате интерференции между двумя волновыми фронтами формируются светлые и темные полосы. Профиль исследуемой поверхности сканируется путем вертикального перемещения объектива с помощью пьезоэлектрического преобразователя с высоколинейными емкостными датчиками. Видеосистема фиксирует значения интенсивности на каждом пикселе камеры, которые затем преобразовываются в карты высот. Длина сканирования в программе MetroPro определяет фактическую величину перемещения объектива: чем она больше, тем больше времени потребуется для сбора данных (при длине 5 мкм время сканирования 1 с [6]).

**Результаты измерений среднеквадратической величины шероховатости.** При проведении измерений среднеквадратической величины шероховатости (rms) прецизионных поверхностей методом интерферометрии белого света на результаты влияют многие факторы: нестабильность источника излучения, воздействие воздушных и акустических потоков, механических вибраций и т.д.

Рассмотрим результаты, полученные на интерферометрах белого света NV-6200 и CCI-2000. Результаты измерений среднеквадратической величины шероховатости ситалловой супергладкой подложки (280×210 мкм), проведенных без усреднения по фазе на оборудовании фирмы Zygo, представлены на рис. 2, а. Результаты измерений для этого же образца, выполненных на оборудовании фирмы Taylor-Hobson, приведены на рис. 2, б.

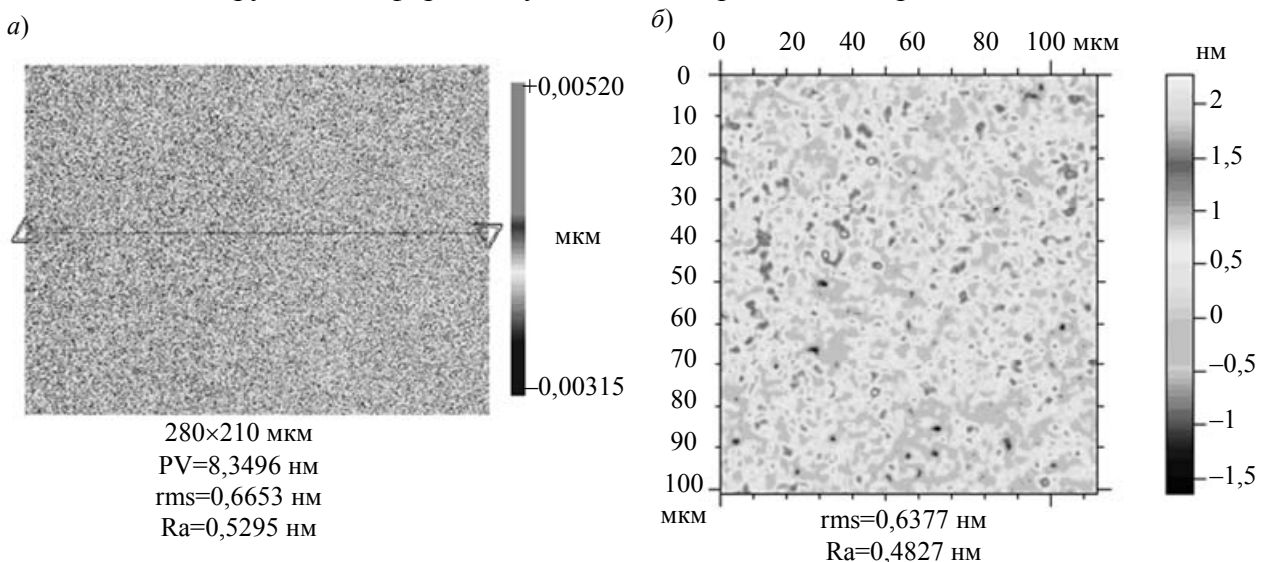


Рис. 2

**Обсуждение полученных результатов.** Результаты исследований показали хорошее соответствие однократных измерений (без усреднения по фазе), проведенных на оборудовании разных производителей.

Из работы [7] видно, что первостепенными задачами при измерении супергладких поверхностей являются контроль окружающей среды, проведение необходимых калибровок и создание файла, вычитающего систематическую погрешность системы.

На рис. 3 приведен профиль поверхности. Результаты измерений на NV-6200 (рис. 3, а; 30 фазовых усреднений) хорошо согласуются с результатами измерений, полученными на модернизированном контактном Stylus-профилометре TalyStep фирмы Taylor-Hobson [7].

Почему возникает разница между значениями среднеквадратической величины шероховатости, измеренными на разном оборудовании?

При измерении шероховатости супергладких поверхностей необходимо учитывать как собственные шумы системы (электронные шумы, шум датчика, небольшие нарушения в опорной поверхности), так и колебания, вызванные изменениями в окружающей среде: акустические удары, воздушные потоки, механические вибрации, изменение температуры и т.д.

В работах [4, 5] показано, что путем проведения усреднений по фазе при измерении среднеквадратической величины шероховатости можно значительно снизить случайную погрешность измерений.

Программное обеспечение MetroPro позволяет задавать число усреднений по фазе для повышения точности инструментальных измерений за счет более точного определения огибающей интерференционного сигнала. С увеличением количества усреднений возрастает время, необходимое для анализа данных. В ходе усреднений по фазе происходит многократное усреднение огибающей интерференционных полос, в результате чего уточняется шероховатость измеряемой поверхности.

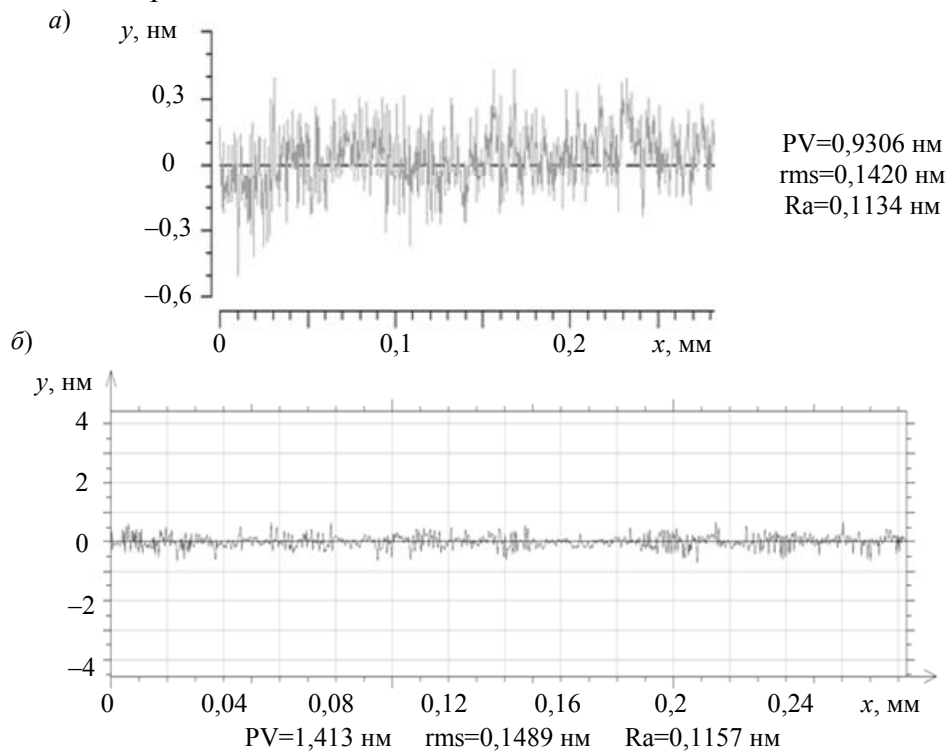


Рис. 3

На рис. 4 приведены результаты измерений шероховатости структурной и полированной поверхностей: видно, что путем многократных измерений с усреднением по фазе можно устранить влияние внешних факторов (механическую и электрическую нестабильность, акустические вибрации и воздушные потоки) и точнее прописать микротопографию поверхности. Так, при однократном измерении (для полированного образца) величина отклонений по высоте  $PV \approx 4,4 \text{ нм}$ , а при многократных измерениях той же поверхности с усреднением результатов измерений  $PV=0,8 \text{ нм}$ , при этом картина по латеральному параметру становится

более четкой. Это можно объяснить тем, что точность интерференционных измерений напрямую зависит от точности определения огибающей полос интерференции. При увеличении числа усреднений по фазе происходит многократное сканирование исследуемого участка поверхности, что позволяет значительно снизить величину случайной ошибки измерений, вызванной различными факторами. Для структурного образца с более грубой поверхностью разницы по величине rms не наблюдается, хотя происходит уменьшение PV с 61,1 до 58,6 нм.

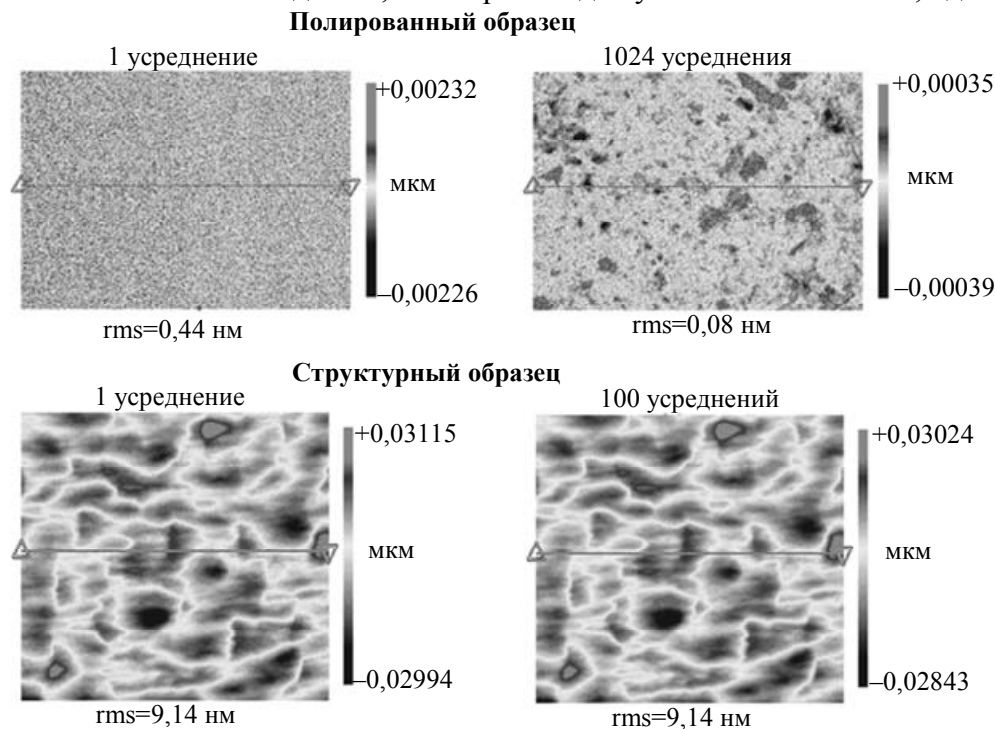


Рис. 4

Для поверхностей, среднеквадратическая величина шероховатости которых составляет десятки нанометров, уменьшения шероховатости при увеличении числа усреднений по фазе, не наблюдается, т.е. чем больше шероховатость измеряемого образца, тем меньше нужно провести измерений и усреднений по фазе для получения достоверного результата.

**Заключение.** При измерении величины шероховатости прецизионных оптических поверхностей с использованием метода интерференционной микроскопии можно парировать влияние собственных шумов системы, акустических воздействий и механических вибраций, непостоянство условий окружающей среды, а также систематическую погрешность измерительного устройства путем алгоритмической коррекции с использованием метода усреднения полученных данных по фазе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барышева М. М., Вайнер Ю. А., Грибков Б. А., Зорина М. В., Пестов А. Е., Рогачев Д. Н., Салащенко Н. Н., Чхало Н. И. Особенности изучения шероховатости подложек для многослойной рентгеновской оптики методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой и интерференционной микроскопии // Изв. РАН, сер. физическая. 2011. Т. 75, № 1. С. 71—76.
2. Азарова В. В. Метрология и применение прецизионных лазерных зеркал // Матер. IX Междунар. форума „Оптические системы и технологии“ OPTICS-EXPO. 2013. С. 40—41.
3. Bowe V., Toal V. White light interferometric surface profiler // Opt. Eng. 1998. Vol. 37, N 6.
4. Азарова В. В., Цветкова Т. В. Метод некогерентной интерферометрии для контроля качества зеркал прецизионных измерительных система // Тр. 9-й Межвуз. школы. М.: МГУ, 2008. С. 95.
5. Азарова В. В., Чертович И. В., Цветкова Т. В. Интерферометрический метод контроля прецизионных поверхностей и лазерных зеркал // Тр. 1-й Всерос. школы-семинара. М.: МИЭМ, 2010. С. 209.

6. Азарова В. В., Макарова Т. С., Цветкова Т. В. Контроль топографии прецизионных оптических поверхностей методами интерферометрии // Тр. 2-й Всерос. школы-семинара. М.: МИЭМ, 2011.
7. Measuring Sub-Angstrom Surface Texture [Электронный ресурс]: <www.zygo.com>.
8. Мамцев Е. Э., Соловьева Н. М. Механическая профилометрия — экспрессный метод контроля прецизионных оптических поверхностей и лазерных зеркал // Тр. XI Межвуз. науч. школы молодых специалистов „Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине“. М., 2010. С. 150.

**Сведения об авторах**

- Валентина Васильевна Азарова** — канд. физ-мат. наук, доцент; Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, кафедра радиоэлектроники и телекоммуникаций; ОАО НИИ „Полус“ им. М. Ф. Стельмаха, Москва; начальник лаборатории; E-mail: azarovav@hotmail.ru
- Татьяна Владимировна Цветкова** — аспирант; Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, кафедра радиоэлектроники и телекоммуникаций; ОАО НИИ „Полус“ им. М. Ф. Стельмаха, Москва; инженер по метрологии

Рекомендована  
Программным комитетом  
симпозиума

Поступила в редакцию  
14.12.13 г.

## SUMMARY

P. 7—31.

### LASER-INDUCED PHASE-STRUCTURE CHANGES IN GLASS-LIKE MATERIALS

Analysis of experimental and qualitative theoretical studies of fundamental photochemical and photo-physical processes in laser machining of glass-like ceramics is presented. Results related to glasses and glass-ceramics are compared to data on phase-change memory alloys. Controllable laser exposure can locally change the properties of the materials under consideration, e.g., its chemical solubility and transmittance in the visible and IR spectral ranges. In some cases, the process may be reversed, either thermally or by appropriately choosing the parameters of the laser exposure.

**Keywords:** silicate glass, chalcogenide glass, phase structure changes, laser induced changes.

#### *Data on authors*

- Vadim P. Veiko** — Dr. Techn. Sci., Professor; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; Head of the Department; E-mail: veiko@lastech.ifmo.ru
- Eduard I. Ageev** — Cand. Techn. Sci.; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: ageeved@gmail.com
- Alexander V. Kolobov** — Dr. Phys.-Math. Sci.; National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Nanoelectronics Research Institute, Tsukuba, Japan; Chief Researcher; E-mail: akolobov@aist.go.jp
- Junji Tominaga** — Ph.D., Professor; National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Nanoelectronics Research Institute, Tsukuba, Japan; Chief Researcher

P. 31—36.

### RECORD OF BRAGG GRATING IN AN ANISOTROPIC OPTICAL FIBER USING ArF EXCIMER LASER

Record of Bragg grating by a single 17-ns pulse of ArF excimer laser in an anisotropic optical fiber with elliptical stress cladding is demonstrated. Results of visualization of fiber Bragg gratings induced in this type of birefringent optical fiber are presented.

**Keywords:** Bragg grating, birefringence, excimer laser, phase mask.

#### *Data on authors*

- Andrey A. Petrov** — Cand. Techn. Sci.; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: petrovandrey79@gmail.com
- Sergey V. Varzhel** — Cand. Phys.-Math. Sci.; ITMO University, Department of Physics and Techniques of Optical Communications, St. Petersburg; E-mail: vsv187@gmail.com
- Andrey V. Kulikov** — Cand. Techn. Sci.; ITMO University, Department of Physics and Techniques of Optical Communications, St. Petersburg; E-mail: a.kulikov86@gmail.com
- David A. Palanjyan** — Graduate Student; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: okamirue@gmail.com
- Alexey I. Gribaev** — Graduate Student; ITMO University, Department of Physics and Techniques of Optical Communications, St. Petersburg; E-mail: digolu@rambler.ru
- Kirill A. Konnov** — Graduate Student; ITMO University, Department of Physics and Techniques of Optical Communications, St. Petersburg; E-mail: kirill-konnov@rambler.ru



P. 36—40.

### LASER SPINNING OF SUBMICRO- AND NANOSIZED GLASS FIBERS

In this paper we considered the process of sub-micron fibers growth on surface of glass-like material treated with focused beam of pulsed Yb-fiber laser is considered. The chemical composition of the fibers is determined, the nature of the fiber formation is clarified. The fibers diameters are shown to fall in the range between a few micrometers and some tens of nanometers.

**Keywords:** laser spinning, submicron fiber, nanofiber, glass-like material.

#### *Data on authors*

- Andrey A. Petrov* — Cand. Techn. Sci.; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: petrovandrey79@gmail.com
- Vera A. Kochetova* — Post-Graduate Student; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: kochetova.v@mail.ru
- Andrey D. Kochetov* — Post-Graduate Student; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: user32-dll@mail.ru
- Dmitry A. Sinev* — Post-Graduate Student; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: sinev\_dm@mail.ru
- Anastasia A. Yakusheva* — Student; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: yakusheva.anastasia@yahoo.com

P. 41—46.

### LASER-ASSISTED FABRICATION OF WAVEGUIDE STRUCTURES IN THE BULK OF POROUS GLASS PLATES SODDEN WITH GLYCEROL WATER SOLUTION

The process of laser-induced formation of waveguide structures in the bulk of porous glass plates sodden with glycerol, water solutions of glycerol, and distilled water, is studied. The applied laser radiation is slightly absorbed by the plate material.

**Keywords:** laser-induced formation, local optical modification, optical waveguides, porous glass, glycerol.

#### *Data on authors*

- Roman A. Zakoldaev* — Graduate Student; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: zakoldaev@gmail.com
- Maxim M. Sergeev* — Post-Graduate Student; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: maks-sv-32@yandex.ru
- Galina K. Kostyuk* — ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; Senior Lecturer; E-mail: kostyuk@lastech.ifmo.ru
- Evgeny B. Yakovlev* — Dr. Techn. Sci., Professor; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: yak@lastech.ifmo.ru

P. 47—53.

### MATHEMATICAL SIMULATION OF STRESS-STRAIN IN GLASS-CARBON MATERIALS UNDER ULTRAFAST LASER TREATMENT

Application of ultrafast laser treatment of glass-carbon for field-emission cathodes manufacture is considered. The stress-strain state of glass-carbon plate under the action of picosecond laser pulses is analyzed with the use of mathematical simulation.

**Keywords:** ultrafast laser treatment, glass-carbon, stress-strain state.

#### *Data on authors*

- Tatiana N. Sokolova* — Cand. Techn. Sci.; Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, ERL LTT; Head of the Laboratory; Scientific Production Firm Pribor-T; E-mail: sokolova@pribor-t.ru

- Elena L. Surmenko* — Cand. Phys.-Math. Sci.; Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, ERL LTT; Leading Specialist; E-mail: surmenko@yandex.ru
- Ivan A. Popov* — Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, Scientific Production Firm Pri-bor-T; Engineer; E-mail: antaresrock@yandex.ru
- Yury V. Chebotarevsky* — Dr. Techn. Sci., Professor; Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, Department of Applied Mathematics and System Analysis; E-mail: uvich@sstu.ru

**P. 54—58.****ANALYSIS OF MECHANISM OF LASER ABLATION UNDER LAYER OF LIQUID BASED ON THERMOFLUCTUATION THEORY OF DESTRUCTION**

On the bases of the analytical model of the laser-induced shock waves proposed by R. Fabbro et al., and the thermofluctuation theory of destruction of solids developed by S. N. Zhurkov, the mechanism of “wet” laser ablation of solids under a layer of liquid is studied. It is shown that ablated layer in the case of “wet” laser ablation may be three times as thick as for ablation in the air.

**Keywords:** laser ablation, laser plasma, shock wave, thermofluctuation theory of destruction, laser cleaning.

*Data on authors*

- Vadim P. Veiko* — Dr. Techn. Sci., Professor; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; Head of the Department; E-mail: veiko@lastech.ifmo.ru
- Andrey A. Samokhvalov* — Cand. Techn. Sci.; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: andrugko@list.ru

**P. 58—65.****APPLICATION OF CHEMICAL THERMODYNAMICS TO ANALYSIS OF LASER THERMO-CHEMICAL ACTION ON METALS**

Computational thermodynamic approach is proposed for evaluation of phase-chemical composition of metal surface under laser oxidation in the normal atmosphere, depending on its bulk composition, laser exposure conditions, and composition of the atmosphere. The approach is used for analysis of laser heating of commercial titanium Grade 2 in the air.

**Keywords:** laser technologies, physical chemistry, thin films, laser exposure of metals, thermodynamics, calculation, titanium.

*Data on authors*

- Vadim P. Veiko* — Dr. Techn. Sci., Professor; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; Head of the Department; E-mail: veiko@lastech.ifmo.ru
- Alexander A. Slobodov* — Dr. Chem. Sci., Professor; ITMO University, Department of Information Technologies in the Fuel and Energy Complex, St. Petersburg; E-mail: aslobd@gmail.com
- Galina V. Odintsova* — Post-Graduate Student; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: ogv-r@yandex.ru

P. 65—68.

### LASER REMOVAL OF GRAFFITI FROM GLASS SURFACE

Specifics of technology of laser-assisted removal of roughness and restoring of transparency of glass surfaces treated with acid-based paint are described. The technology combines advantages of laser cleaning and laser polishing in one processing step.

**Keywords:** laser cleaning, laser polishing, glass surface, laser surface restoring.

#### *Data on authors*

- Anastasia V. Strusevich* — Student; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: darkness595@mail.ru
- Yury A. Poltaev* — Student; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: yurka.poltaev@yandex.ru
- Dmitry A. Sinev* — Post-Graduate Student; ITMO University, Department of Laser Technologies and Applied Ecology, St. Petersburg; E-mail: sinev\_dm@mail.ru

P. 68—72.

### EMPLOYMENT OF FIBER LASER IN HARDENING OF THREADED COUPLING TO IMPROVE ITS WEAR PROPERTIES

Results of experiments in hardening of threaded tube coupling with the use of ytterbium fiber laser are presented. The samples made from steel 38G2S type are used in the experiments. The treatment conditions, images of threaded parts microslices, as well as results of the wear resistance tests with the samples are demonstrated.

**Keywords:** laser hardening, fiber laser.

#### *Data on authors*

- Michail V. Volkov* — Master of Science; Scientific Production Enterprise of Fiber Optic ad Laser Equipment Ltd., St. Petersburg; Head of Laboratory; E-mail: mvvolk@mail.ru
- Anton A. Kishalov* — Master of Science; Scientific Production Enterprise of Fiber Optic ad Laser Equipment Ltd., St. Petersburg; Scientist; E-mail: grinfo@mail.ru
- Valery Yu. Khramov* — Dr. Techn. Sci., Professor; ITMO University, Department of Laser Technologies and Biomedical Optics, St. Petersburg; Head of the Department; E-mail: vkhramov@gmail.com

P. 73—78.

### COMPUTATIONAL MODEL OF POLARIZATION AND SPECTRAL CHARACTERISTICS OF LASER MIRRORS AND OPTICAL CAVITIES

A mathematical model developed to calculate characteristics of laser mirrors and non-planar ring optical cavities is described. Results of numerical simulation are compared with experimental measurements of laser mirrors characteristics and spectrum of modes for practically important four-mirror cavities with non-planar symmetric axial contour. It is shown that the proposed mathematical model may be applied for optimal choice of laser mirrors and cavities with the account for their real parameters.

**Keywords:** optical cavities, polarization characteristics, laser mirror.

#### *Data on authors*

- Valentina V. Azarova* — Cand. Phys.-Math. Sci.; National Research University Higher School of Economics, Department of Electronics and Telecommunications, Public Corporation M. F. Stelmakh Research Institute “Polius”, Moscow; E-mail: azarovav@hotmail.ru
- Alexey P. Makeev* — Post-Graduate Student; Public Corporation M. F. Stelmakh Research Institute “Polius”, Moscow
- Valentin P. Simonov* — Dr. Techn. Sci., Professor; National Research University Higher School of Economics, Department of Electronics and Telecommunications, Moscow; E-mail: vsimonov@hse.ru

**P. 79—82.****METHODS OF CURRENT PULSE CORRECTION IN POWER SUPPLY UNITS FOR DIODE-PUMPED LASERS**

The problems of designing power supply units for diode pumped laser are considered. Methods for solving the problems are presented. Principle of operation of various schematics used for correction of current pulse shape in power supply units for diode-pumped lasers is analyzed.

**Keywords:** laser diode, solid state laser, diode pumping, pulse power supply, correction of current pulse.

*Data on authors*

- Anatoly O. Temnikov* — Bachelor; Public Corporation “FEDAL”, St. Petersburg; Director of Plant Operations; E-mail: Temnikov90@mail.ru
- Alexey R. Gayoso de los Santos* — Magister; Public Corporation “FEDAL”, St. Petersburg

**P. 82—87.****ROUGHNESS MEASUREMENT OF PRECISION OPTICAL SURFACES BY THE INTERFERENCE MICROSCOPY METHOD**

Application of the incoherent interferometry method to measure random mean square value of surface roughness of precision optical elements is considered. The results of measurements with the use of the white light interferometer CCI-2000 by Taylor-Hobson are compared to data obtained by the stylus profiler NV-6200 by Zygo.

**Keywords:** precision optical surfaces, roughness, incoherent interferometry.

*Data on authors*

- Valentina V. Azarova* — Cand. Phys.-Math. Sci.; National Research University Higher School of Economics, Department of Electronics and Telecommunications, Public Corporation M. F. Stelmakh Research Institute “Polius”, Moscow; E-mail: azarovav@hotmail.ru
- Tatiana V. Tsvetkova* — Post-Graduate Student; National Research University Higher School of Economics, Department of Electronics and Telecommunications, Public Corporation M. F. Stelmakh Research Institute “Polius”, Moscow; Engineer